



Contribution à l'étude de l'interférométrie annulante pour la détection d'exo-planètes

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 30 janvier 2007

pour l'obtention du

Doctorat de l'Université de Paris XI

(spécialité Optique et Photonique)

par

Bruno Chazelas

Composition du jury

| | | |
|-----------------------------|------------------|--------------------------------|
| <i>Président :</i> | Alain Abergel | IAS |
| <i>Rapporteurs :</i> | Peter Lawson | JPL |
| | Denis Mourard | Observatoire de la côte d'azur |
| <i>Examineurs :</i> | Marc Barillot | Alcatel Alenia Space |
| | Philippe Gondoin | ESA |
| <i>Directeur de thèse :</i> | Alain Léger | IAS |

Table des matières

| | |
|--|----------|
| Introduction | 3 |
| 1 La recherche de planètes extra-solaires | 5 |
| 1.1 jusqu'en 1995 (ou 1992) : Le système solaire | 5 |
| 1.1.1 Les anciens | 5 |
| 1.1.2 Applications de la physique moderne avant la conquête spatiale | 6 |
| 1.1.3 L'exploration spatiale du système solaire | 10 |
| 1.1.4 La foi d'un observateur | 10 |
| 1.2 Les premières observations | 11 |
| 1.2.1 Des frémissements | 11 |
| 1.2.2 Planète autour de pulsar | 11 |
| 1.2.3 51 Peg | 12 |
| 1.2.4 HD209458 et autres transits | 12 |
| 1.3 Quelles techniques d'observation ? | 13 |
| 1.3.1 Conditions d'observations | 13 |
| 1.3.2 Observations indirectes | 14 |
| 1.3.3 Observations directes ? | 18 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1.4 | Et la vie dans tout ça ? | 20 |
| 1.4.1 | L'équation de Drake | 20 |
| 1.4.2 | Zone Habitable | 20 |
| 1.4.3 | Que chercher ? | 21 |
| 2 | L'interférométrie annulante : la mission DARWIN/TPF | 23 |
| 2.1 | Le choix de l'infrarouge thermique | 23 |
| 2.2 | Quels objets observer ? | 24 |
| 2.3 | Le principe de l'interférométrie annulante | 26 |
| 2.4 | Les difficultés observationnelles | 28 |
| 2.4.1 | Contraintes géométriques | 28 |
| 2.4.2 | Contraintes sur le contraste | 30 |
| 2.4.3 | Contraintes sur la stabilité temporelle | 32 |
| 2.4.4 | Bilan : un cahier des charges | 36 |
| 2.5 | Conclusion | 36 |
| 3 | Limitations optiques de l'interférométrie annulante | 37 |
| 3.1 | Introduction | 37 |
| 3.2 | Contraintes optiques de base | 37 |
| 3.2.1 | Défauts de phase (différence de marche et front d'onde) | 38 |
| 3.2.2 | Front d'onde | 39 |
| 3.2.3 | Défauts d'intensité | 41 |
| 3.2.4 | Défauts de polarisation | 41 |
| 3.3 | Effets géométriques | 42 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 3.3.1 | Chromatisme de la phase | 42 |
| 3.3.2 | Dispersion angulaire | 44 |
| 3.3.3 | Recombinaison multi-axiale | 48 |
| 3.4 | Effets de la polarisation | 51 |
| 3.4.1 | Conventions | 51 |
| 3.4.2 | Modèle de Jones | 53 |
| 3.4.3 | Déphasage différentiel | 54 |
| 3.4.4 | Rotation de polarisation | 56 |
| 3.4.5 | Modélisation numérique de systèmes complets | 60 |
| 3.4.6 | Effets du tilt | 66 |
| 3.4.7 | Limites de la modélisation | 66 |
| 3.5 | Cohérence spatiale | 67 |
| 3.6 | Diffraction | 68 |
| 3.7 | Diffusion | 68 |
| 3.8 | Faisceaux parasites | 70 |
| 3.9 | Conclusion | 70 |
| 4 | Un interféromètre annulant dans l'infrarouge thermique | 71 |
| 4.1 | État de l'art | 72 |
| 4.1.1 | Sources | 74 |
| 4.1.2 | Séparation | 75 |
| 4.1.3 | Déphaseurs achromatiques | 77 |
| 4.1.4 | Lignes à retard | 82 |

| | | |
|--------|--|-----|
| 4.1.5 | Compensateur de défauts d'intensité | 85 |
| 4.1.6 | Compensateur de polarisation | 85 |
| 4.1.7 | Recombinaison | 85 |
| 4.1.8 | Le filtrage optique | 86 |
| 4.1.9 | Métrologie de la différence de marche | 86 |
| 4.1.10 | Performances des bancs en stabilité | 87 |
| 4.2 | Cahier des charges | 88 |
| 4.2.1 | Objectifs | 88 |
| 4.2.2 | Tolérances générales | 91 |
| 4.3 | Déphaseurs achromatiques | 91 |
| 4.3.1 | Lames dispersives | 91 |
| 4.3.2 | Déphaseur à passage par un foyer | 95 |
| 4.3.3 | Déphaseur à retournement du champ électrique | 96 |
| 4.3.4 | Déphaseur à réseaux d'ordre zéro | 97 |
| 4.4 | Conception Optique | 99 |
| 4.4.1 | Source | 100 |
| 4.4.2 | Mise en forme du faisceau | 100 |
| 4.4.3 | Interféromètre | 101 |
| 4.4.4 | Détecteurs | 108 |
| 4.4.5 | Métrologie de la différence de marche | 109 |
| 4.5 | Mouvements nécessaires au fonctionnement | 112 |
| 4.5.1 | Mouvements nécessaires | 112 |
| 4.5.2 | Mouvements de translation | 113 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 4.5.3 | Mouvements de rotation | 115 |
| 4.5.4 | Conclusion sur les mécanismes | 116 |
| 4.6 | Conception de l'enceinte cryogénique | 118 |
| 4.6.1 | Cahier des charge | 118 |
| 4.6.2 | Conception | 118 |
| 4.6.3 | Conclusion sur la cuve | 120 |
| 4.7 | Arrêt provisoire de la conception du banc dans sa version cryogénique. | 120 |
| 4.8 | Bilan photométrique | 121 |
| 4.8.1 | Etendue de faisceau | 121 |
| 4.8.2 | Transmission du banc | 121 |
| 4.8.3 | Modes de mesure | 122 |
| 4.8.4 | Rapports signaux à bruits | 124 |
| 4.8.5 | Stabilité thermique du fond | 128 |
| 4.8.6 | Conclusion sur le bilan photométrique | 130 |
| 4.9 | Première étape à température ambiante | 132 |
| 4.10 | Conclusion | 132 |
| 5 | Caractérisation de déphaseur pas mesure de la phase | 133 |
| 5.1 | Méthode par transformée de Fourier | 133 |
| 5.1.1 | Équations de base | 134 |
| 5.1.2 | Mise en oeuvre de la méthode | 134 |
| 5.1.3 | Localisation de la différence de marche nulle | 135 |
| 5.1.4 | Sensibilité de la mesure aux différentes sources d'erreurs | 135 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 5.1.5 | Tentative de mise en œuvre expérimentale | 140 |
| 5.2 | Méthode de dispersion des franges | 143 |
| 5.2.1 | Principe | 143 |
| 5.2.2 | Mise en œuvre | 143 |
| 5.2.3 | Trouver la différence de marche nulle | 145 |
| 5.2.4 | Sensibilité de la méthode aux différentes sources d'erreurs | 145 |
| 5.3 | Conclusion | 146 |
| 6 | Stabilisation du contraste par modulation | 147 |
| 6.1 | Idée de base | 148 |
| 6.2 | Mise en œuvre expérimentale | 149 |
| 6.3 | Applicabilité à l'instrument | 150 |
| 6.4 | Généralisation du concept | 151 |
| 6.5 | Conclusion | 155 |
| | Conclusion et perspectives | 157 |
| | Bibliographie | 159 |
| A | Mise en évidence analytique de la dispersion chromatique | 167 |
| | Annexes | 167 |
| B | Étude opto-thermo-mécanique d'une lame diélectrique | 169 |
| C | Mesure de conductivités thermiques à basse température de matériaux infrarouges | 175 |
| D | Publications Choisies | 179 |
| | Liste de publications | 193 |

Remerciements

Le doctorat représente à la fois le couronnement d'un cycle d'étude et une tranche de vie. Durant cette période, un grand nombre de personnes m'ont aidé, encouragé et ont travaillé avec moi. Je voudrais les remercier ici.

Je vais commencer par remercier ma famille et mes parents en particulier, pour m'avoir soutenu jusque là et m'avoir donné, je crois, le goût du savoir, en répondant à mes nombreux « Pourquoi ? ». Une mention spéciale à ma mère pour sa participation à l'erradication des très nombreuses fautes d'orthographe de ce manuscrit. Et bien sûr des milliers de remerciements à ma grand mère pour avoir préparé de si bonnes choses pour ma soutenance.

Je voudrais aussi remercier mon directeur de thèse Alain Léger pour m'avoir donné l'envie de me confronter à un projet qui au premier abord pourrait paraître fou, mais qui grâce à sa passion est devenu quelque chose pour lequel on a envie de se démenner. Je suis reconnaissant envers Marc Ollivier pour les nombreuses discussions que nous avons eu et pour ses blagues qui détendent souvent l'atmosphère.

Je me dois de remercier les nombreuses personnes de l'Institut d'Astrophysique Spatiale qui ont collaborées à mon travail. En particulier, Alain Labèque dont le travail n'a pas toujours été justement récompensé, Michel Decaudin pour ces bientôt un an de collaboration très fructueuse. Je remercie Claude Valette pour ses précieux calculs. Je remercie aussi Yuying Longval pour ses conseils et son aide avec ZEMAX et autres logiciels d'optiques.

Le bureau d'étude m'a aussi été d'un grand secours : je remercie Gilles Morinaud pour sa grande patience et son énorme travail. Je remercie Jean-jacques Fourmond, Cydalise Dumesnil et Jean-Pierre Moalic.

Je remercie tous les personnels de la sation d'étallonnage pour leur aide précieuse lors des différentes phase expérimentale de ma thèse. Je remercie en particulier Michel Lefevbre, Phillipe Duret, Gerard Michaud et Christine Nicolas.

Joël Charlet, Denis Barbet, Mireille Chaigneau ont aussi grandement participé aux développements expérimentaux présentés ici.

Le travail que je présente ici n'a été possible que dans le cadre d'un large consortium de laboratoires et d'entreprises. Je remercie en particulier Zoran Sodnick, pour sa grande patience dans le suivi de nos travaux. Je remercie Frédéric Lemarquis, Grégory Gadret, Jacques Mangin, Jean-louis Meyzonnette, Thierry Lépine, Ralf Lauhnart, David Butler, Dimitri Mawet, Denis Van Dormal Je remercie chaleureusement Yves Rabbia et Jean Gay pour les nombreuses discussion que nous avons eu.

Je dois aussi remercier l'entreprise Alcatel Alenia Space, qui en ces temps économiquement difficile a décidé d'investir sur mon travail. J'espère avoir été à la hauteur de leurs espérances. Je tiens en particulier à remercier messieurs Marc Barillot et Xavier Rejaunier qui ont été mes liens réguliers avec l'entreprise et avec qui la collaboration a été très agréable. Je tiens aussi à remercier Rodolphe Krawzick, Eric thomas et Thierry Viard pour leurs conseils et leur collaboration.

Je remercie aussi le CNRS pour avoir fait l'autre moitié de l'investissement sur mon travail

Je remercie également les membre de mon Jury, pour avoir accepté la lourde tâche (je n'avais pas réalisé à quel point) de juger mon travail. Je remercie Alain Abergel, Peter Lawson, Denis Mourard.

Je remercie chaleureusement Frank Brachet pour son amitié, sa patience et sont travail. Je lui souhaite de devenir riche avec toutes les questions à deux euros que je lui ai posé. Je remercie Sophie Jaquinod et Pavel Gabor pour leur collaboration et leurs souhaite de finir leurs propres thèses avec succès. Je remercie les nombreux thésards de l'IAS pour leur amitié : Alexandre, Faustine, Guillaume, Anne, Nestor, Nicolas, Mathieu, Doug, Denis, Vaitua, ... Je souhaite à tous ceux qui n'ont pas encore soutenu de le faire dans les meilleures conditions possibles.

Je voudrais par remercier mes amis, qui ont tous participé à mon soutien moral dans les moments difficiles : Joé, Pierre, Dominique, Moana, Renaud, Laurence, Jeff, Françoise, Yann et ceux que j'oublie forcément.

Enfin une note spéciale : Je souhaite remercier la communauté du logiciel libre. Ces logiciels ont grandement facilité mon travail. En particulier : Ce manuscrit a été écrit, grâce au logiciel LyX (www.lyx.org), la plupart des schémas ont été réalisés sous OpenOffice (www.openoffice.org), la plupart de mes calculs ont été effectués grâce aux logiciels Scilab (www.scilab.org) et Maxima (maxima.sourceforge.net). Ces logiciels ont été utilisé sur le système d'exploitation Debian GNU/Linux (www.debian.org). Utiliser des logiciels libre en science est particulièrement adapté : ce ne sont pas des boites noires. J'espère que ces références aideront le lecteur à trouver des outils de travail performants et utiles.

Introduction

Jusqu'à 1995, le soleil était la seule étoile de la galaxie connue pour abriter des planètes. Cette situation a radicalement changé ces dernières années, vu le nombre sans cesse croissant de systèmes planétaires découverts (à ce jour 170 *). Notre système solaire n'en reste pas moins particulier et unique : Il comporte un grand nombre de planètes, et surtout il est le seul que nous connaissions à abriter des planètes telluriques comme la Terre, Mars ou Vénus. C'est aussi bien sûr le seul système planétaire que nous connaissions à porter la vie. Malgré un travail acharné, très peu de choses sont connues sur ces nouvelles planètes et systèmes planétaires. Cela est essentiellement dû aux limitations des instruments d'observation actuels qui permettent les observations de ces planètes.

Il est en fait très difficile de détecter et d'observer des planètes hors du système solaire. Actuellement les méthodes d'observations qui permettent le plus de détection de planètes sont des méthodes indirectes, c'est à dire qu'on n'observe pas directement la lumière provenant de ces planètes. Par conséquent la quantité d'informations récoltées de cette façon est assez faible. Des observations directes de ces planètes amèneraient des moissons d'information bien plus riches.

Une technique imaginée en 1978 par Bracewell pourrait, dans un avenir pas si lointain rendre possible ces observations directes d'exo-planètes telluriques (par exemple via les missions spatiales DARWIN de l'Agence Spatiale Européenne et TPF-I de la NASA). Cette technique est le sujet du présent manuscrit. Elle consiste à éteindre la lumière des étoiles grâce à des interférences destructives, pour pouvoir observer les planètes.

Dans le premier chapitre de ce manuscrit, un historique de l'histoire de la découverte des planètes et des planètes extra-solaires est présenté, ainsi que les principales difficultés observationnelles que doivent surmonter les chasseurs de planètes extra-solaires. Un deuxième chapitre décrit le principe d'un instrument basé sur le principe de l'interférométrie annulante et dégage des spécifications pour un tel instrument (ou comment passer de l'idée à la réalité). Le troisième chapitre est une étude théorique des limitations optiques d'un interféromètre annulant. Cette étude a servi à la conception du banc expérimental NULLTIMATE (NULing Low Temperature Interferometer for Multi Achromatic phase shifter TEsting) présenté au chapitre suivant. Ce banc expérimental, qui n'a aujourd'hui pas encore vu le jour devrait permettre de tester des composants optiques importants pour le fonctionnement d'un interféromètre annulant : des déphaseurs achromatiques. Le cinquième chapitre est l'exploration théorique des

*D'après l'encyclopédie des planètes extra-solaires de J. Schneider : www.exoplanet.eu, consulté le 1/11/2006

capacités du banc à caractériser la fonction remplie par les déphaseurs achromatiques, à savoir mesurer leur déphasage. Le sixième chapitre montre une méthode de stabilisation des performances d'un interféromètre annulant, ainsi que son application sur un banc interférométrique annulant existant : SYNAPSE.

Chapitre 1

La recherche de planètes extra-solaires

Sommaire

| | | |
|-----|--|----|
| 1.1 | jusqu'en 1995 (ou 1992) : Le système solaire | 5 |
| 1.2 | Les premières observations | 11 |
| 1.3 | Quelles techniques d'observation ? | 13 |
| 1.4 | Et la vie dans tout ça ? | 20 |

Dans ce chapitre il est question d'histoire, de la recherche des planètes, en particulier en dehors du système solaire et de la vie. Une attention particulière est portée aux différents moyens d'observation possible des planètes extra-solaires. Un bref aperçu des connaissances acquises sur les planètes ainsi qu'un examen des méthodes de détection de la vie à distance sont donnés.

1.1 jusqu'en 1995 (ou 1992) : Le système solaire

1.1.1 Les anciens

“Ce n'est pas seulement le nombre des atomes, c'est celui des mondes qui est infini dans l'univers. Il y a un nombre infini de mondes semblables au nôtre et un nombre infini de mondes différents [...] On doit admettre que dans tous les mondes, sans exception, il y a des animaux, des plantes, et tous les êtres que nous observons [...]” Epicure, Lettre à Hérodoté (Diogène de Laërce X 35-83)

Les lois de la nature s'appliquent à Paris aujourd'hui aussi bien qu'à Athènes à l'époque d'Epicure. Cette observation empirique est assez facile à faire. Si on admet l'universalité de la physique, alors des questions viennent naturellement : Existe-t-il d'autres mondes, existe-t-il d'autres formes de vie ? Nous avons une réponse partielle aujourd'hui à ces questions. Plus exactement nous avons répondu à la première question : Existe-t-il d'autres mondes ?

Les penseurs de l'antiquité, bien qu'ayant un avis sur la question n'avaient aucune preuves de leurs théories. Ils auraient pu découvrir les planètes de notre système solaire, plus faciles à observer et ainsi donner un début de réponse à ces questions. Ils les avaient sous les yeux mais,

manquant d'une mécanique céleste appropriée pour décrypter leurs mouvements complexes dans le ciel, il les ont appelé "*astres errants*" ne saisissant pas leur nature.

Il a fallu attendre la révolution copernicienne et les premières observations de Jupiter par Galilée pour que l'on puisse dire qu'il existe d'autres planètes que la Terre, bien que déjà très différentes. Les esprits s'enflamment de nouveau facilement. Ainsi Voltaire nous proposa la fable *Micromegas* dans laquelle un habitant de Sirius rencontre un habitant de Saturne.

A l'aube du vingtième siècle, grâce à la mécanique Newtonienne, et aux instruments d'observation astronomique modernes, notre univers est devenu plus vaste. L'existence d'autres mondes est devenu un fait. Autour de notre soleil il tourne neuf* planètes dont la Terre. Il est toujours d'actualité de croire ces autres mondes habités. Des observations appuient même ces idées : Les observations de la planète Mars lors de diverses oppositions (phases de rapprochement maximales entre la Terre et Mars) révèlent des structures à la surface de Mars. Certains comme Giovanni Schiaparelli interprètent ces structures comme des canaux d'irrigation. Cette idée a été popularisée en France par Camille Flammarion dans son livre "*La planète Mars et ses conditions d'habitabilité*". Ces observations ont alimenté l'imaginaire populaire et en particulier le mouvement naissant de la science fiction. La célèbre "*Guerre des mondes*" de George Orwells est directement inspirée des théories de l'époque : Mars serait un monde mourant de la sécheresse, (cela explique la présence d'un système d'irrigation d'une telle ampleur). Pour cette raison les martiens seraient venus conquérir notre planète ...

1.1.2 Applications de la physique moderne avant la conquête spatiale

Pendant la première moitié du vingtième siècle, un certain nombre de caractéristiques physiques des planètes principales ont pu être déterminées. C'est l'apport de nouvelles sciences et techniques à l'astronomie qui a permis d'en apprendre plus sur la nature des matériaux composant ces planètes, sur les conditions de température à la surface ou sur la présence d'une atmosphère.

1.1.2.1 Composition

Pour avoir une idée de la composition d'une planète le premier paramètre à déterminer est la densité de la planète. Pour ce faire il faut mesurer le diamètre de la planète et sa masse.

Pour mesurer le diamètre d'une planète, il suffit de mesurer son diamètre apparent, ce qui se fait par observation télescopique, et de connaître la distance de la planète à l'observateur au moment de la mesure. Cette méthode est cependant peu précise, d'autres méthodes sont possibles, des mesures radar, des mesures par photométrie et des mesures par occultation stellaire Encrenaz et Bibring (1987).

La mesure de la masse n'est pas aussi simple. Pour les planètes possédant un satellite une application des lois de Kepler suffit :

*Plus exactement huit depuis la récente décision de l'Union Astronomique Internationale cet été 2006, qui a exclu Pluton de la catégorie des planètes

$$\frac{a^3}{P^2} = \frac{G(m + m')}{4\pi^2} \quad (1.1)$$

| | |
|----|---|
| a | : demi grand axe de la trajectoire du satellite |
| P | : période de rotation |
| G | : constante gravitationnelle |
| m | : masse de la planète |
| m' | : masse du satellite |

Comme on peut remarquer que le mouvement par rapport au soleil de la planète étudiée est peu perturbé par la présence du satellite on peut faire l'hypothèse que la masse de la planète est très supérieure à celle du satellite ($m \gg m'$) alors

$$m \simeq \frac{4\pi a^3}{GP^2} \quad (1.2)$$

Pour les planètes sans satellite, ou les satellites eux mêmes (Mercure, Venus, Les satellites Joviens ...) la détermination de la masse est plus difficile, il faut faire appel aux perturbations gravitationnelles de ces planètes sur les autres planètes du système solaire. Les mesures précises n'ont été obtenues que grâce aux sondes spatiales.

Lorsque la densité d'une planète est déterminée, alors on peut avoir une première idée de la composition de la planète :

- Les planètes de densité (en $g.cm^{-3}$) < 1 sont des planètes géantes gazeuses
- Les planètes de densité comprise entre 1 et 3 sont des mélanges roches (silicate / fer) et de glace (d'eau).
- Les planètes de densité > 3 sont des planètes telluriques essentiellement composées de roches.

1.1.2.2 Atmosphère

Il est naturel pour un terrien dont la survie dépend de la présence de son atmosphère de se demander si les autres planètes possèdent une atmosphère.

Il semble assez facile de répondre à cette question pour les planètes géantes du système solaire. En effet leur faible densité ne s'explique que par leur nature gazeuse. Une planète gazeuse est donc bien pourvue d'une atmosphère. On peut même observer sur Jupiter des effets atmosphériques similaires à ceux sur Terre comme des cyclones, ou des vents zonaux similaires à nos "quarantième rugissants" (vents circum-planétaires dus à l'absence de continents).

Pour les planètes telluriques, ce sont plutôt des observations visuelles ou photographiques qui ont répondu à cette question. On peut raisonner par analogie avec la Terre : le ciel de la terre

est changeant. Il y a des nuages de vapeur d'eau qui se forment et qui se déplacent à cause des vents. Si l'aspect d'une planète est variable dans le temps à des échelles de temps similaires à celle de la Terre alors on peut en déduire la présence d'une atmosphère. Les observations visuelles de Mars ont conduit assez vite à cette conclusion, en particulier grâce à l'existence de tempêtes de sable globales, qui sont assez remarquables. Dans les années 30 les observations de la lumière réfléchi/diffusée par Vénus montrent aussi une grande variabilité, dans l'ultraviolet, on en déduit aussi la présence d'une atmosphère. Pour Titan une première indication de la présence d'une atmosphère a été vue en 1908 par Comas Sola : il a observé un assombrissement centre-bord.

Pour déterminer la composition des atmosphères le moyen le plus performant est la spectroscopie*. Elle permet en effet d'analyser à distance la composition chimique d'un corps qui émet ou réfléchit la lumière. Cette technique, fondée par Kirchoff et Bunsen, a permis la découverte de l'hélium en 1869, par l'identification d'une raie inconnue dans le spectre de la lumière solaire. Cette technique appliquée d'abord aux étoiles, a été aussi appliquée aux planètes. Ainsi Wildt en 1935 a identifié l'ammoniac et le méthane dans l'atmosphère des planètes géantes. La présence de gaz carbonique dans les atmosphères de Vénus et Mars a aussi été identifiée dans les années 30. La présence de méthane dans l'atmosphère de Titan (Satellite de Saturne) a été détectée par Kuiper en 1945 par spectroscopie infrarouge.

1.1.2.3 Température

Déterminer les conditions de température des différentes planètes est un problème complexe. On peut calculer la température d'équilibre thermodynamique des planètes à partir de leur distance au soleil. Cependant cette température d'équilibre thermodynamique n'est pas forcément la température au sol de la planète. Sur terre la présence d'une atmosphère et sa composition ont une influence majeure sur la température au sol de la terre grâce à l'effet de serre.

On peut chercher à mesurer la température effective de la planète en mesurant le flux émis par la planète en fonction de la longueur d'onde voir (figure 1.1).

On peut ainsi déterminer la température de la dernière couche absorbante de la planète dans l'infrarouge thermique. Encore une fois cette température ne renseigne pas forcément sur la température au sol de la planète. Par exemple, l'atmosphère de Vénus, elle, est opaque dans l'infrarouge, mais elle est plus froide que sa la surface. Les prédictions de température et de pression au niveau de la surface faites avant les sondes spatiales se sont avérées complètement fausses (d'un facteur 2 sur la température et 100 sur la pression).

1.1.2.4 Champ magnétique

Le champ magnétique qui entoure la Terre joue un rôle important si l'on cherche à comprendre notre propre atmosphère. En particulier il nous protège des particules chargées du vent solaire.

*Ce paragraphe est fortement inspiré par : Evry Schatzman, *Les progrès de l'astronomie contemporaine*, in "Histoire de la science : des origines au XXe siècle" sous la direction de Maurice Daumas, Encyclopédie de la Pleïade, Gallimard, 1957

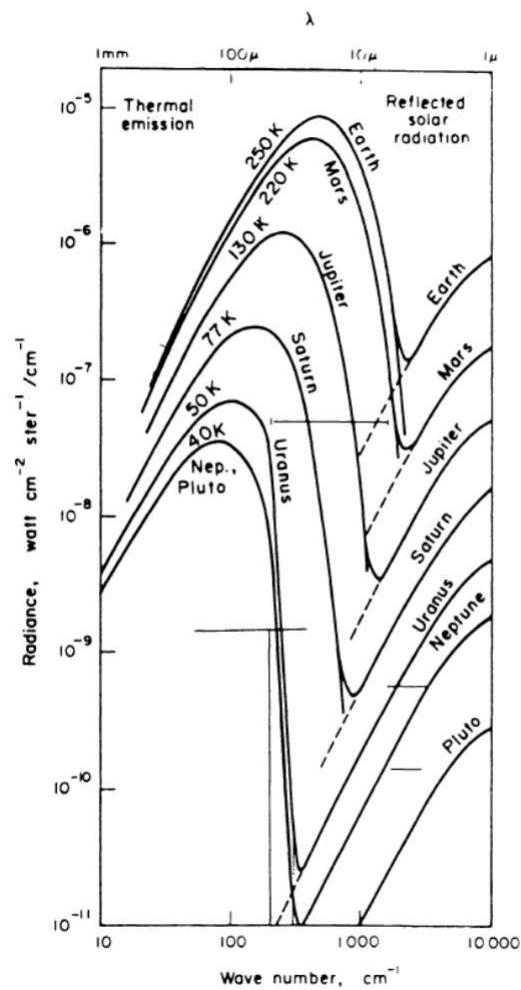


FIG. 1.1: Flux des planètes, les composantes réfléchies et émises thermiquement se distinguent clairement. D'après Encrenaz (1984)

Il a aussi la propriété de nous protéger contre les flux de particules chargées provenant du soleil. Mesurer le champ magnétique des planètes à distance, n'est pas toujours possible. Il faut souvent trouver une méthode de mesure indirecte. Par exemple dans les années 50 aux débuts de la radio astronomie, on a observé différents types d'émissions qui ont pu être interprétés comme des conséquences de l'existence d'un champ magnétique (en particulier des aurores boréales sur Jupiter). Pour mesurer le champ magnétique du Soleil on peut utiliser l'effet Zeeman, qui peut être mesuré par spectroscopie. Pour les autres planètes du système solaire il a fallu attendre les sondes spatiales pour avoir des mesures *in situ* du champ magnétique.

1.1.3 L'exploration spatiale du système solaire

Dans le domaine de l'exploration planétaire, la compétition résultante de la guerre froide a eu des conséquences très positives. Toutes les planètes principales du système solaire ont été explorées au moins une fois sauf Pluton. Ces missions ont permis de dresser un portrait plus précis de ces planètes.

Les paramètres physiques mentionnés aux paragraphes précédents ont tous été déterminés pour chacune des planètes, grâce aux nombreuses sondes envoyées. Les résultats ramenés sont indéniablement surprenants. La diversité des objets rencontrés n'avait pas été prévue. Le domaine des planètes extra-solaires réserve lui aussi de nombreuses surprises.

1.1.4 La foi d'un observateur ...

La conquête de l'espace a apporté une quantité fabuleuse d'informations sur les différentes planètes de notre système solaire. Il restait à découvrir si notre système solaire était unique dans l'univers. L'observation de planètes hors du système solaire est une gageure (Nous verrons à quel point dans la section 1.3).

A la fin du dix-neuvième siècle des méthodes ont été développées pour trouver des étoiles binaires, même lorsque celles-ci sont non résolues (on ne pouvait les séparer visuellement à l'aide des télescopes de l'époque), et que la luminosité du compagnon est faible. A partir des années 1940, la course aux compagnons de taille planétaire est lancée. La méthode employée est l'astrométrie : la mesure du mouvement apparent de l'étoile (voir section 1.3).

L'étoile la plus propice à cette recherche est l'étoile de Barnard. Cette étoile est très proche de la Terre 1.82 parsec (5.95 année lumière) et elle possède un mouvement propre important : l'étoile se rapproche du Soleil. L'astronome hollandais Piet Van de Kamp (1901-1995) a pris plus de 2000 clichés de cette étoile sur une période allant de 1938 à 1962. En 1963 il publie un article (Van de Kamp (1963a)) où il explique les erreurs systématiques sur ses mesures de parallaxes par des oscillations de l'étoile causées par la présence d'un compagnon de faible masse. Ce compagnon serait une planète de période 23 ans et de masse 1.5 fois la masse de Jupiter. Il raffine même son analyse en 1969 et détermine la présence d'une deuxième planète (Van de Kamp (1969)) : les deux planètes auraient respectivement 1.1 et 0.8 masse de Jupiter et des périodes de 26 et 12 ans.

Malheureusement cette découverte ne résiste pas à l'analyse. Une étude indépendante menée d'un autre observatoire ne confirme pas les oscillations détectées (Gatewood et Eichhorn (1973)). Une étude des données utilisées par Van de Kamp (Hershey (1973)) montre aussi des erreurs systématiques expérimentales : en fait, un nombre important d'étoiles voisines de l'étoile de Barnard sur les plaques photographiques montrent les mêmes oscillations. C'est le télescope qui oscille, pas les étoiles.

Ce faux positif montre la patience nécessaire aux détections de planètes ainsi que l'extrême difficulté de ces observations. Avec les techniques actuelles de détection d'exo-planètes, l'étoile de Barnard reste orpheline de planètes.

1.2 Les premières observations

1.2.1 Des frémissements

1.2.1.1 Disques proto-planétaires

Dans les années 40 l'astrophysicien A. Joy a découvert une nouvelle classe spectroscopique d'étoile, les étoiles de type T Tauri. Dans les années soixante on a pu montrer que ces étoiles jeunes étaient des étoiles en formation (Hayashi (1966)). Le développement des observations en infrarouge a permis de détecter autour de ces étoiles un excès de luminosité dans l'infrarouge, par rapport au rayonnement de corps noir de l'étoile. Cet excès infrarouge a été identifié comme l'émission d'un disque d'accrétion autour de l'étoile en formation (Bertout (1989)). Cela a été confirmé plus tard par des observations du télescope Hubble. Ces disques d'accrétions ressemblent à ce qu'il faut pour former des planètes !

1.2.1.2 On s'approche

En 1985, on détecte (McCarthy et al. (1985)) un objet de faible masse en orbite autour de l'étoile Van Biesbroek 8, ce n'est cependant pas une planète, mais plutôt une naine brune. Qu'est-ce qui différencie une étoile, d'une planète ? Si on compare la Terre au Soleil la réponse ne semble pas particulièrement complexe : la composition semble un bon critère. Si on compare Jupiter et le Soleil, la réponse est moins évidente les compositions sont similaires. Pour définir une limite entre étoile et planète il faut plutôt comparer les processus internes. Ce qui différencie fondamentalement Jupiter du Soleil c'est l'existence de processus thermonucléaires au centre du Soleil. On fixe usuellement la limite entre planète et étoile à $0,013 M_{\text{soleil}}$, qui est la masse limite pour enclencher le processus de fusion thermo-nucléaire (fusion du deuterium).

1.2.2 Planète autour de pulsar

La première véritable détection d'objets de masse planétaire en dehors du système solaire a été faite en 1992, par Wolszczan et Frail (Wolszczan et Frail (1992)). Les pulsars sont des cadavres

d'étoiles, en rotation très rapide (période de rotation de l'ordre de quelques millisecondes pour certains). On peut observer ces objets dans le domaine radio car ils émettent comme des phares de marine dans ce domaine de longueur d'onde. Ces objets ont aussi la particularité d'avoir une période de rotation d'une stabilité comparable à celle des meilleures horloges atomiques. Par conséquent, si des objets de faible masse orbitent autour du pulsar les perturbations gravitationnelles engendrées vont modifier de façon mesurable la période des émissions observées depuis la Terre. Cette première découverte annonçait l'avenir de la détection d'exo-planètes : *Surprenant !* En effet il semblait bien improbable de trouver des planètes dans un environnement si hostile. De fait on n'explique la présence de ces planètes que par le fait qu'elles se sont formées après la mort de l'étoile. Cette découverte n'a pas eu un retentissement très fort car il est très difficile de pouvoir en savoir plus sur ces planètes (que simplement leur masse).

1.2.3 51 Peg

La première détection d'une planète autour d'une étoile est elle aussi parfaitement inattendue. Deux équipes une Européenne et l'autre américaine s'étaient lancées dans la mesure des vitesses radiales des étoiles proches avec une haute résolution. L'équipe américaine était en avance sur l'autre au niveau du début des observations. Mais la première détection a été réalisée par l'équipe Européenne. En effet, l'équipe américaine n'a pas cherché à exploiter ses données tout de suite, ne s'attendant pas à trouver de planètes de courtes périodes, mais plutôt des planètes du type de Jupiter (12 ans de période). Il faut dire que l'objet trouvé par l'équipe de Michel Mayor et Didier Queloz (Mayor et Queloz (1995)) était vraiment inattendu :

Masse ($M \sin i$) : $0.468 (\pm 0.007) M_{Jupiter}$
 Demi grand axe : $0.052 AU$
 Période : $4.23077 (\pm 5e-05) jours$

La découverte d'un tel objet avait de quoi laisser sceptique. Une planète de la masse de Jupiter beaucoup plus proche de son étoile que Mercure dans notre propre système solaire. Il était d'autant plus difficile de croire que cet objet puisse exister qu'au moment de la découverte on pensait qu'un tel objet ne pouvait pas se trouver si près de son étoile. On pensait que les planètes se formaient à un endroit puis y restaient. Les planètes géantes ne peuvent se former si près d'une étoile faute d'une quantité de matière suffisante dans le disque proto-planétaire. On a découvert depuis que les planètes peuvent migrer au cours de leur vie. De plus la méthode de détection employée ne donne pas exactement la masse de l'objet, mais seulement un minorant de cette masse. Il restait donc des doutes sur la nature réelle de l'objet. Cependant, très vite les données déjà acquises par l'équipe concurrente et enfin dépouillées ont confirmé la détection, et même apporté de nouvelles détections d'objets similaires.

1.2.4 HD209458 et autres transits

Une preuve définitive de la nature des objets a été apportée par la détection conjointe de ces planètes par une méthode indépendante (la méthode des transits) de la première, qui permet nous le verrons ensuite de mesurer l'inclinaison de l'orbite et de mesurer le rayon de l'objet

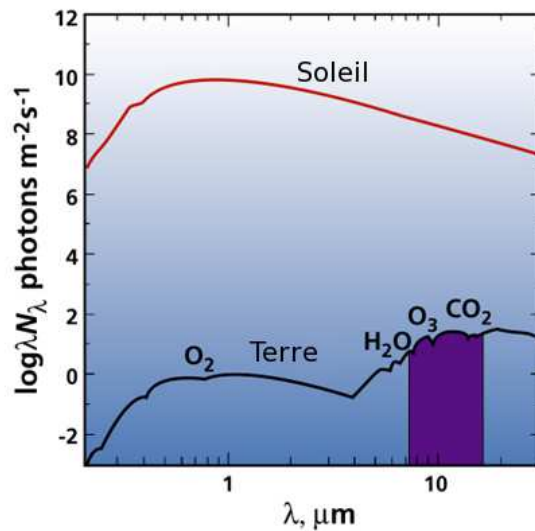


FIG. 1.2: Comparaison entre le flux solaire et le flux en provenance de la terre pour un observateur placé à 10 parsec D'après Beichman et al. (1999a)

observé. Charbonneau et al. (2000) ont mesuré depuis le sol, le transit de cette planète dont les éphémérides avaient été préalablement prédits par la méthode des vitesses radiales. Cette fois-ci il n'y avait plus aucun doute sur la nature des objets observés. C'était bien des planètes !

1.3 Quelles techniques d'observation ?

1.3.1 Conditions d'observations

Les planètes ont été observées depuis l'antiquité. Mais nous avons vu que pour trouver les dernières planètes du système solaire, il a fallu attendre la fin du dix-neuvième siècle. En fait lorsqu'on s'éloigne, le flux réfléchi par les planètes est de plus en plus faible. A tel point que l'observation de planètes extra-solaires de façon directe, c'est à dire en séparant les photons de la planète et de l'étoile autour de laquelle elle tourne, est extrêmement difficile.

On se trouve en effet confronté à deux problèmes difficiles à résoudre :

- **Le problème du contraste :** on cherche à observer un objet peu brillant proche d'un objet très brillant. Si on ne fait rien, comme lorsqu'on prend une photo à contre-jour, on ne voit rien. On peut exprimer cela en termes physiques en disant que si l'on ne fait rien, la dynamique du capteur sera trop faible pour enregistrer le signal de la planète. Ce n'est pas vraiment l'obstacle majeur à cette observation. Le problème le plus épineux se situe au niveau du rapport signal à bruit. Lorsqu'un détecteur mesure un flux lumineux la mesure se fait avec un bruit intrinsèque (nommé bruit quantique ou bruit de photons) dû à la nature particulière de la lumière. La valeur de ce bruit est proportionnel à la racine carrée du nombre de photons incidents. Il se trouve que vu le fort contraste existant entre l'étoile et la planète, le bruit de

photon dû aux flux stellaire est plus important que le flux de la planète. Ceci rend la détection impossible. Il faut donc réduire l'écart de flux entre l'étoile et la planète pour pouvoir mesurer le signal de la planète. Il faut réduire le flux de l'étoile arrivant sur le détecteur. La figure 1.2, page précédente, donne le rapport de flux entre la terre et le soleil pour un observateur placé à 10 *parsec* de notre soleil. Il faut vaincre un contraste de 5×10^9 dans le visible et de 7×10^6 vers $10 \mu m$.

- **Le problème de la résolution** : il faut aussi séparer angulairement la planète et son étoile hôte. Typiquement pour une terre placée à 10 *parsec* la résolution à atteindre est de 0.1 secondes d'arc. Cela est facile à obtenir avec un télescope visible ; il faut un télescope de 1 m limité par la diffraction*. Pour obtenir cette résolution dans l'infrarouge il faut passer à un télescope de 20 m ou alors faire de l'interférométrie†.

Encore aujourd'hui il reste très difficile de surmonter ces deux obstacles, sauf dans certains cas particulièrement favorables (planète très brillante, étoile de faible luminosité, voir paragraphe 1.3.3.1). La plupart des observations réalisées à ce jour ont été faites de manière indirecte.

1.3.2 Observations indirectes

Puisqu'il est difficile d'observer la planète directement, il reste à observer les perturbations que les planètes induisent sur leur étoile hôte. On peut, par exemple, observer les mouvements de l'étoile par rapport à la Terre ou par rapport à d'autres étoiles du champ.

1.3.2.1 Mesure des vitesses radiales

Il est logique de commencer par cette méthode qui est la première à avoir donné des résultats. Le principe est de mesurer la composante radiale (suivant l'axe étoile-Terre) mouvement de l'étoile autour du centre de gravité du système étoile-planète observé. La mesure est réalisée par spectroscopie à très haute résolution. L'effet Doppler permet de mesurer la vitesse relative de l'étoile par rapport à la Terre dans la direction de la ligne de visée. La détection de planètes nécessite d'atteindre des résolutions en vitesse extrêmes. A titre de comparaison le tableau suivant donne les amplitudes de variation de la vitesse radiale du Soleil causées par la présence des différentes planètes du système solaire, ainsi que l'amplitude mesurée dans le cas de la première exo-planète détectée :

| | |
|----------------|---|
| Objet : | v_{\max} (m.s⁻¹) le système étant vu par la tranche ($\sin i = 1$) |
| Jupiter : | 12,5 |
| Saturne : | 2,8 |
| Uranus : | 0,3 |
| Terre : | 0,09 |
| 51 Peg : | 130 |

*La résolution angulaire d'un télescope est donnée par λ/d

†La résolution angulaire d'un interféromètre est donnée par $\lambda/2B$ ou B est la distance entre les télescopes

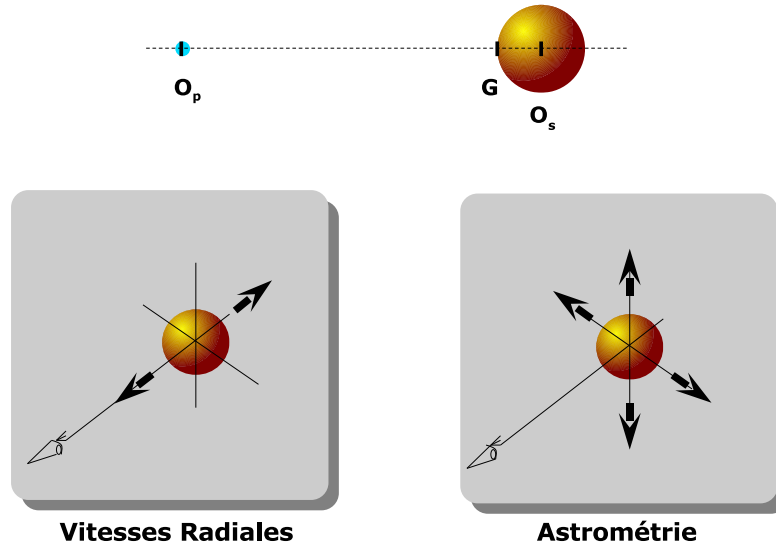


FIG. 1.3: Illustration des principes de la détection de planètes extra-solaires par la mesure des mouvements de l'étoile hôte. Soit on mesure les mouvements dans le "plan" du ciel et on fait de l'astrométrie, soit on mesure le mouvement de l'étoile dans la direction de la ligne de visée et on fait une mesure de vitesse radiale.

La résolution actuelle de cette méthode est de l'ordre de 2 à 3 $m.s^{-1}$ avec les meilleurs instruments (tel HARPS, High Accuracy Radial velocity Planet Searcher), on est encore loin de pouvoir détecter une planète tellurique à une unité astronomique de son étoile hôte. Cela deviendra peut être possible dans l'avenir grâce aux futurs télescopes géants de classe 30m ou 100m grâce aux progrès continus de la technique des vitesses radiales et de l'accroissement du flux stellaire disponible.

La variation de vitesse radiale maximale due au mouvement de la planète autour de l'étoile s'écrit comme suit (d'après Absil (2001)) :

$$v_{max} = \left(\frac{2\pi G}{P} \right)^{1/3} \frac{m_p}{(m_s + m_p)^{2/3}} \frac{\sin i}{(1 - e)^{1/2}} \quad (1.3)$$

Avec

- m_s : Masse de l'étoile
- m_p : Masse de la planète
- e : Excentricité de l'orbite de la planète
- P : Période de rotation de la planète
- i : Inclinaison du plan de l'orbite de la planète par rapport à la ligne de visée
- G : Constante de la gravitation

La formule 1.3 implique deux biais à cette méthode :

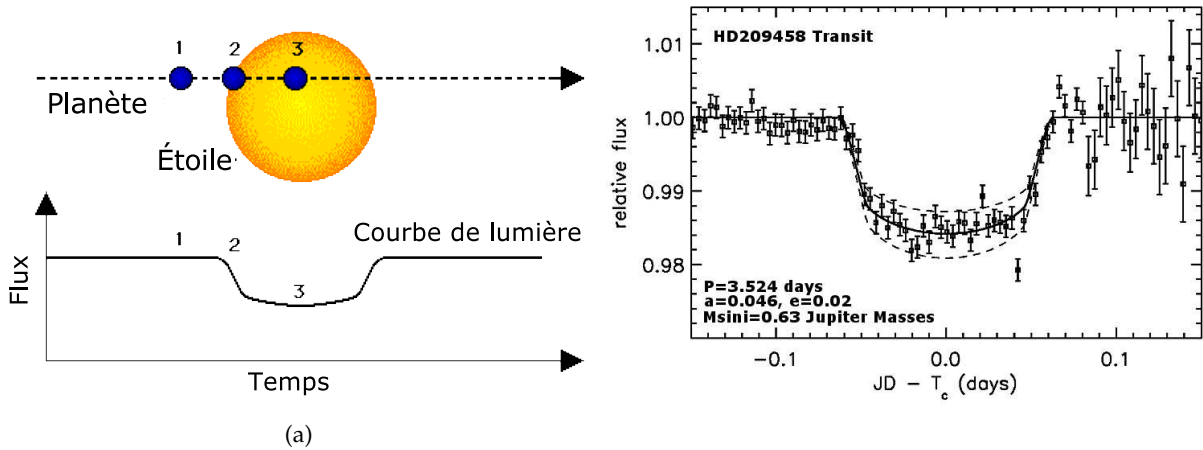


FIG. 1.4: (a) Principe de l'observation d'un transit planétaire. (b) Premier transit planétaire observé Charbonneau et al. (2000)

- Elle favorise la détection d'objets de masse élevée et de courte période
- Elle ne permet de déterminer qu'un minorant de la masse ($m_p \cdot \sin i$). On connaît la masse de l'étoile observée par la relation luminosité/masse dérivée du diagramme de Hertzsprung-Russell. En mesurant l'amplitude et la période de ΔV_R on a une mesure d'un minorant de la masse de la planète.

En général on ne peut pas lever ces biais pour chaque planète individuellement. Il est par contre possible de se faire une idée moins biaisée des propriétés statistiques des caractéristiques des planètes extra-solaires. On peut, sur un échantillon suffisant, corriger le biais de la sensibilité de la méthode aux planètes de courte période et déterminer la statistique en masse des planètes. Par contre, on ne peut pas obtenir d'information sur les planètes de faible masse.

1.3.2.2 Astrométrie

La mesure de la position angulaire d'une étoile en fonction du temps permet aussi de détecter un objet en rotation autour d'elle. Les instruments actuels n'ont pas atteint la résolution suffisante (typiquement la $100 \mu as$) pour faire des mesures permettant la découverte de planètes. Des missions spatiales d'astrométrie (GAIA, Global Astrometric Interferometer for Astrophysics, SIM, Space Interferometry Mission) ou des missions interférométriques au sol (PRIMA au VLT) devraient amener les premières détections par cette voie.

1.3.2.3 Transits

On peut aussi détecter les planètes par des méthodes photométriques. Il suffit que la planète passe devant l'étoile pour un observateur situé sur Terre. Le flux de l'étoile a dans ce cas une variation périodique dont la profondeur de variation est proportionnelle au carré du rayon de la planète (figure 1.4). Cet événement pourrait paraître extrêmement improbable, cependant ce

n'est pas tout à fait le cas. La probabilité de transit d'une planète autour d'une étoile est donnée par l'équation :

$$P_{transit} = \frac{R_*}{a_p} \quad (1.4)$$

R_* : Rayon de l'étoile

a_p : Demi grand axe de l'orbite de la planète

Pour les planètes telles que 51 peg, la probabilité d'un tel événement est de 10% (51 peg ne transite pas devant son étoile, mais si on considère une planète du rayon de jupiter, $R_J = 1,4 \times 10^5 \text{ km}$ à $0,01 \text{ UA}$ de son étoile hôte, c'est à dire $1,5 \times 10^6 \text{ km}$, on obtient bien une probabilité voisine de 10%). Ce moyen de détection n'a de sens que lorsqu'on peut surveiller un grand nombre d'étoiles en même temps ou quand on a déterminé au préalable qu'une planète orbite à une faible distance de l'étoile visée. L'intérêt de la détection par transit est de permettre la détermination du rayon de la planète, ainsi que l'inclinaison de sa trajectoire par rapport à la ligne de visée. Couplée à la mesure des vitesses radiales cette méthode permet une caractérisation complète de l'orbite de la planète détectée. Elle permet aussi de déterminer la densité de la planète et ainsi d'avoir une première idée de la composition de cette planète.

Une dizaine de planètes ont été détectées par transits. Avec en particulier HD209458b (figure 1.4 (b)), la première planète détectée par deux méthodes indépendantes. L'avenir proche devrait permettre d'accroître de manière sensible le nombre de planètes détectées ainsi. En effet deux missions spatiales vont appliquer ce procédé avec une grande précision et sur un grand échantillon d'étoiles. La mission française CoRoT (Convection Rotation et Transits), qui doit partir en automne 2006 doit observer 60000 étoiles pendant 5 mois chacune. Cette mission devrait détecter les grosses planètes telluriques proches de leur étoile ("super terres"). La mission américaine Kepler, lancée deux ans plus tard, devrait déterminer la fréquence des planètes telluriques de type terrestre autour des étoiles proches.

1.3.2.4 Micro-lentilles gravitationnelles

Un autre effet photométrique remarquable induit par une planète autour d'une étoile, est une perturbation de l'effet de lentille gravitationnelle. La relativité d'Einstein nous enseigne que la masse courbe l'espace. Cette courbure a un effet sur la propagation de la lumière. Si un objet lumineux fait un transit en arrière plan d'une étoile, on peut observer une amplification du flux lumineux de la somme des deux objets. L'étoile de premier plan joue le rôle d'une sorte de concentrateur de lumière, de "lentille gravitationnelle". Lorsqu'autour de cette étoile lentille il orbite une planète, une lentille gravitationnelle secondaire peut se produire, si la ligne de visée passe très près de cette planète. Dans ce cas le signal photométrique sera affecté de manière remarquable (voir figure 1.5, page suivante).

Jusqu'à aujourd'hui seulement 4 planètes on été détectées par cette méthode*. En effet la probabilité de tels événements est très faible. De plus ils ne se produisent qu'une fois. Il est donc impossible de reproduire l'observation. Cette méthode a cependant son utilité à deux titres, elle permet de faire une étude statistique de la fréquence des planètes et elle permet aussi de détecter des objets de faible masse. En 2006, Beaulieu et al. (Beaulieu et al. (2006)) ont trouvé la planète la moins massive à ce jour : 5,5 masses terrestres.

*Encyclopédie des exoplanètes de Jean Schneider : www.exoplanet.eu

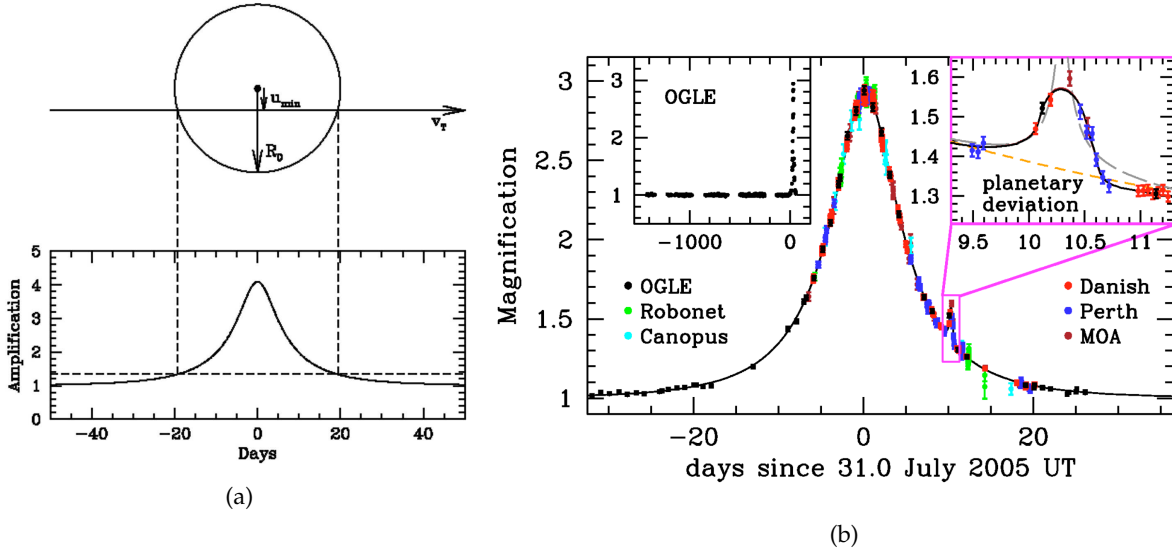


FIG. 1.5: (a) figure illustrant le flux observé depuis la terre pour une micro-lentille gravitationnelle ne possédant pas de compagnon planétaire. (b) figure illustrant le cas où l'étoile possède un compagnon planétaire. Ce graphique est celui d'une détection réelle (Beaulieu et al. (2006))

1.3.3 Observations directes ?

De nombreux moyens sont utilisés et seront utilisés pour trouver des planètes de façon indirecte. Mais les résultats obtenus par ces méthodes, quoique indispensables, resteront pauvres en information sur la nature des planètes observées. On peut au mieux déterminer la densité de ces planètes, ce qui permet d'avoir une idée de leur composition. Comme il faut s'attendre, par analogie avec le système solaire, à une diversité de planètes très étonnante, la seule information de densité reste donc insuffisante. Pour aller plus loin, il faut passer à la spectroscopie. Cela requiert une observation directe des planètes. C'est à dire une séparation entre les photons provenant de la planète et ceux provenant de son étoile hôte. Il n'est, à quelques exceptions près, pas encore possible de faire cela.

1.3.3.1 Premières observations directes

Au moins par deux fois jusqu'à présent des observations directes ont pu être réalisées. Il faut à chaque fois des conditions extrêmement favorables : des étoiles très peu brillantes, et des planètes très brillantes. Deux techniques ont porté leur fruits :

- l'imagerie au Very Large Telescope (VLT) avec 2MASSWJ1207334-393254 par Chauvin et al. (2004)
- l'éclipse secondaire par le satellite Spitzer pour Trés-1 par Charbonneau et al. (2005a) et pour HD209458b par Deming et al. (2005a)

1.3.3.2 Imagerie

La méthode la plus évidente pour observer les planètes est bien sûr de faire de l'imagerie. Il "suffit" de faire de la coronographie. Pour avoir des instrument de taille raisonnable il est préférable de réaliser des observations dans le visible. Ainsi la résolution angulaire nécessaire est relativement simple à obtenir. Par contre, il faut un coronographe avec des performances extrêmes. Le domaine de la coronographie à haut contraste est extrêmement actif et un grand nombre de développements ont lieu dans ce domaine. Il y a des développements tant au sol, tel VLTPF (VLT Planet Finder), où on couple optique adaptative, coronographie et méthode d'imagerie spectrale différentielle. Un coronographe sera embarqué à bord du JWST (James Webb Space Telescope). Ces deux instruments devraient permettre l'observation directe de quelques planètes géantes. Enfin dans le cadre du programme *Navigator*, aux États Unis pourrait être développée la mission TPF-C (Terrestrial Planet Finder Coronagraph), un coronographe visible/UV avec comme cahier des charges la détection de planètes de type terrestre. Les études, en laboratoire, de la partie coronographique de cet instrument ont déjà donné des résultats relativement impressionnants : des extinctions coronographiques de l'ordre de 10^{-9} ont déjà été réalisées (Lowman et al. (2004)).

1.3.3.3 Interférométrie

Cette dernière solution est l'objet de ce manuscrit. Elle est basée sur une idée de Bracewell (1978a) et Bracewell et MacPhie (1979). Le contraste planète étoile est d'un facteur mille fois plus faible dans l'infrarouge thermique que dans le visible. Par contre, pour obtenir la même résolution il est nécessaire de faire de l'interférométrie. L'idée originale de Bracewell est de proposer une méthode de coronographie interférentielle, basée sur les propriétés de l'interférométrie annulante. Cette méthode sera détaillée dans les prochains chapitres.

1.4 Et la vie dans tout ça ?

Une des motivations essentielles de la recherche de nouvelles planètes est la question majeure : sommes nous seul dans ce vaste univers ? Jusqu'à aujourd'hui il n'y a pas de réponse à cette question. Comment y répondre ?

1.4.1 L'équation de Drake

On peut chercher à décomposer le problème en suivant une démarche scientifique pas à pas. Cela est assez bien illustré par la démarche proposée par Drake (1961). Il propose de déterminer le nombre de civilisations dans notre Galaxie de la façon suivante :

$$N_{civilisation} = N_* f_{planetes} f_{habitables} f_{vie} f_{technologiques} \frac{T_{civilisation}}{T_*} \quad (1.5)$$

Où

- N_* : Nombre d'étoiles dans la galaxie
- $f_{planete}$: Nombre moyen de planètes par étoile
- $f_{habitable}$: Probabilité que ces planètes soient habitables
- f_{vie} : Probabilité qu'elles abritent la vie
- $f_{technologiques}$: Probabilité que cette vie soit technologique
- $T_{civilisation}$: Durée de vie moyenne des civilisations extra-terrestres
- T_* : Durée de vie moyenne d'une étoile

Pour l'instant nous ne connaissons que le premier terme de l'équation. La recherche d'exoplanètes nous permettra de connaître le second. Comment aller plus loin dans l'équation ? Deux approches existent : essayer de détecter directement des civilisations technologiques, c'est l'approche SETI (Search for Extra Terrestrial Intelligence) ou alors essayer de déterminer les différents termes de l'équation étape par étape. L'approche SETI qui consiste à écouter l'univers à la recherche de signaux produits par une civilisation technologique et donc intelligente est attirante, car en cas de résultat positif on aura une réponse partielle à beaucoup de nos questions. Cependant cette démarche a un inconvénient majeur : l'absence de signal ne permet de tirer aucune conclusion sur la présence ou l'absence de vie ailleurs que sur Terre. La seconde démarche quoique plus lente permettra, elle, de donner des réponses plus sûrement.

1.4.2 Zone Habitable

Le terme de l'équation de Drake, suivant la probabilité que les étoiles abritent des planètes, est la probabilité que celles-ci soient habitables. Il est vraiment difficile de déterminer cette probabilité dans l'absolu. Nous ne pouvons (à mon avis) prétendre être capable d'imaginer toutes les formes de vies possibles, ainsi que leurs conditions d'existence. Nous avons déjà du mal à définir ce qu'est la vie. Malgré tout, si on s'inspire de la vie sur notre propre planète

on peut commencer des recherches : y a-t-il des planètes pouvant abriter des formes de vies similaires aux nôtres dans l'univers ? A cette question, moins ambitieuse, nous pouvons essayer de répondre.

Qu'est-ce qui caractérise la vie sur terre ? Voici un certain nombre de traits communs chez les êtres vivants sur Terre :

- Les êtres vivants sont des systèmes qui échangent de la matière et de l'énergie avec le milieu extérieur.
- Ce sont des systèmes qui se reproduisent à l'identique (ou à un degré de similitude très important) car ils conservent toute l'information les définissant.
- Sur Terre le stockage d'information se fait sous forme chimique. Cette chimie est la chimie du carbone en solution dans l'eau.

On peut bien sûr objecter que cette définition est très restrictive et manque d'imagination. Cela est certainement vrai. Cependant rechercher ce type de vie ne semble pas une si mauvaise idée : en effet carbone, hydrogène, oxygène et azote sont des éléments très abondants dans l'univers. De plus la chimie du carbone est de loin la plus riche dans tous les milieux actuellement connus (Terre, laboratoire, milieu interstellaire ...).

Grâce à cette définition il est possible de déterminer des critères d'habitabilité. Une planète pour être habitable doit pouvoir porter de l'eau sous forme liquide, sur une période suffisamment longue pour pouvoir abriter la vie. Autour des étoiles on peut alors déterminer des Zones Habitables. Ces zones ont des dimensions variant en fonction de la taille et de la luminosité des étoiles. Plus une étoile est petite et froide plus cette zone est proche de son étoile. Il existe aussi des zones habitables autour des planètes géantes. En réalité cette notion est assez subtile, car l'effet de serre de l'atmosphère d'une planète peut fortement influencer la température à la surface de la planète.

Pour le système solaire la zone habitable se situe entre 0,7 AU et 1.5 AU (en gros entre Mars et Venus).

1.4.3 Que chercher ?

Comment chercher à distance, la vie ? La question semble épineuse. Même dans notre proche voisinage, comme sur Mars, on n'est pas capable à l'heure actuelle de donner de réponse définitive. Or nous sommes capables d'aller sur place. Ce ne sera pas le cas pour les planètes extra-solaires avant un moment (plusieurs siècles ?). Il sera probablement impossible de détecter ce que nous espérons trouver sur Mars : "une époque de l'évolution de la planète ayant été favorable au développement de la vie et des traces de celle-ci". Par contre, il nous reste la possibilité de trouver les traces d'une vie active. En effet la vie (du moins celle que nous connaissons) peut produire des effets à l'échelle d'une planète entière :

- La présence de vie est responsable d'une modification significative de la composition de notre atmosphère (présence d'oxygène)
- Notre atmosphère est en très fort déséquilibre thermodynamique (maintenu par notre constante production d'oxygène)

- Nous émettons un grand nombre de signaux radios
- La nuit la civilisation humaine produit de la lumière à la surface de la planète.
- La végétation terrienne produit un effet global sur le spectre visible de la planète le *red edge* (un accroissement notable de l'albedo d'une surface couverte de végétation autour de 700nm)
- Des gaz technologiques tels les CFC sur Terre.
- ...

Il est aujourd'hui possible d'envisager de détecter ce genre de modifications globales à distance, sur les mondes que nous cherchons à découvrir et à étudier. Ces effets globaux révélant la présence d'une activité biologique sont nommés bio-signatures.

Pour pouvoir répondre à la question de la présence de la vie, il faut trouver des bio-signatures observables et fiables. Il faut en particulier éviter le plus possible les "faux positifs". Aujourd'hui, l'une des meilleures bio-signatures est la présence combinée de trois gaz dans l'atmosphère d'une planète : CO_2 , H_2O et O_3 , et cela dans une certaine gamme de température et de pression (Selsis (2002)).

Dans la suite nous allons étudier une solution interférométrique pour effectuer la détection de planètes extra-solaires de type telluriques, et réaliser leur spectroscopie afin de déterminer, au moins en partie, la composition de leur atmosphère.

Chapitre 2

L'interférométrie annulante : la mission DARWIN/TPF

Sommaire

| | | |
|-----|--|----|
| 2.1 | Le choix de l'infrarouge thermique | 23 |
| 2.2 | Quels objets observer? | 24 |
| 2.3 | Le principe de l'interférométrie annulante | 26 |
| 2.4 | Les difficultés observationnelles | 28 |
| 2.5 | Conclusion | 36 |

Dans ce chapitre un concept instrumental pour la détection de planètes extra-solaires de type tellurique et la caractérisation de leurs atmosphères (en particulier en terme de bio-signature) sera présenté. Un instrument avec des objectifs aussi ambitieux est forcément complexe et coûteux, mais signe de l'intérêt très vif du public pour ce genre de projet scientifique, l'ESA (European Space Agency) via le projet DARWIN et la NASA via le projet TPF-I (Terrestrial Planet Finder Interferometer) ont le projet de réaliser (probablement ensemble) un tel instrument. Diverses solutions techniques sont envisagées. Regroupées en deux grandes familles : une solution coronagraphique pour un observatoire dans le visible, et une solution interférométrique pour observer dans l'infrarouge thermique. Cette dernière classe de solutions est le sujet du présent chapitre et de l'ensemble de ce manuscrit.

2.1 Le choix de l'infrarouge thermique

Le paramètre qui détermine en grande partie le type d'instrument permettant l'observation directe de planètes extra-solaires de type tellurique est la bande spectrale d'observation. Le choix de cette bande spectrale tient, comme nous l'avons vu au chapitre précédent, au contraste étoile-planète dans ce domaine, à la séparation angulaire étoile-planète, ainsi qu'aux constituants atmosphériques que l'on pourra détecter. Il est aussi important de déterminer la résolution spectrale qui permettra une détection correcte de ces constituants. Dans le cas qui nous intéresse ce choix n'est pas si évident, et est l'objet de nombreuses discussions (Schneider

| GAZ | Signature spectrale (μm) | Résolution spectrale correspondante | Seuil de détection | Abondance terrestre |
|--------|---------------------------------------|-------------------------------------|-----------------------------|---------------------|
| H_2O | 7 | 10 | 1 ppm | 8000 ppm |
| CO_2 | 9,31 ; 10,42 ; 15 | 19 ; 16 ; 4 | 1 ppm (à 15 μm) | 355 ppm |
| O_3 | 9,65 | 17 | 1 ppm | 6 ppm |
| CH_4 | 7,65 ; 7,98 | 13 ; 6 | 10 ppm | 2 ppm |
| NO_2 | 6,2 | 30 | 100 ppb | 0,1-1 ppb |
| NH_3 | 5,8 ; 8,6 ; 10 ; 11 | 25 ; 10 ; 20 ; 10 | 10 ppm | 0,01 ppb |

TAB. 2.1: Différentes signatures spectrales accessibles dans le domaine de l'infrarouge thermique, d'après Des Marais et al. (2002); Selsis (2002)

(2003), Des Marais et al. (2002), Ollivier et al. (2003)). Ce choix ne sera pas discuté ici. Le travail présenté dans ce manuscrit s'est fait dans l'hypothèse du choix de l'infrarouge thermique. L'ESA avec la mission DARWIN a en effet clairement choisi cette voie. Les justifications sont les suivantes :

- Le contraste étoile-planète est plus faible que dans le visible
- On peut détecter les principales bio-signatures (H_2O , CO_2 et O_3 ; CH_4 et O_3 ; N_2O ...)
- On peut détecter un certain nombre d'autres constituants de l'atmosphère (cf tableau 2.1)
- On peut mesurer la température moyenne de l'atmosphère

La bande spectrale intéressante pour DARWIN/TPF-I est la bande 6-20 μm .

Ce domaine spectral n'est observable dans de bonnes conditions que depuis l'espace. C'est une contrainte assez forte pour l'instrument. Cela limite en effet les pupilles à des tailles modestes par rapport à ce qui pourrait être envisagé au sol.

Choisir cette bande spectrale a aussi un prix important au niveau de la résolution angulaire. Sur un télescope de dimension donnée la résolution obtenue est vingt fois moins importante que dans le visible. Comme nous l'avons vu au paragraphe 1.3.1, il faut une résolution angulaire importante de l'ordre du dixième de seconde d'arc. Obtenir cela avec un seul télescope demanderait un miroir de 20 m de diamètre. Cela n'est pas aujourd'hui envisageable dans l'espace. Il existe cependant une autre solution : l'interférométrie, qui permet, en associant de petits télescopes séparés les uns des autres par une assez grande distance, d'obtenir la résolution d'un grand télescope (précisément d'obtenir la résolution d'un télescope de diamètre : la distance entre les télescopes).

2.2 Quels objets observer ?

Construire un instrument spatial pour détecter et caractériser des exo-planètes telluriques n'a de sens que si l'on peut observer un échantillon suffisant d'étoiles pour pouvoir tirer des conclusions statistiques intéressantes sur le nombre et la nature de ces planètes. Il est en effet peu probable que nous puissions construire l'instrument avec une connaissance préalable des étoiles qui seront porteuses de planète. En effet les divers instruments précurseurs ne pourront

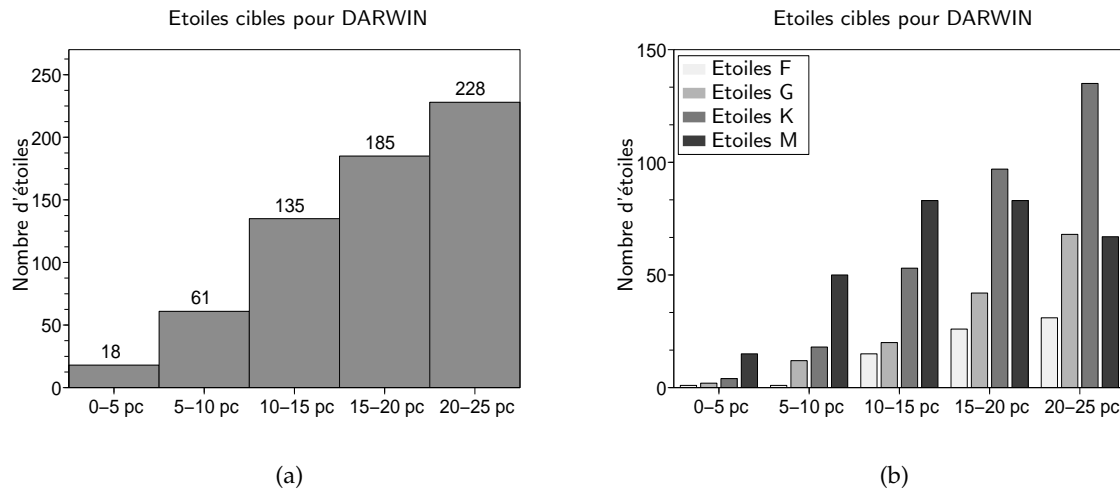


FIG. 2.1: Cibles potentielles pour l'instrument DARWIN. Dans cette sélection il n'y a que des étoiles ne possédant pas de compagnon stellaire. (a) Histogramme en distance (b) Histogramme par type d'étoiles et par distance

pas observer les mêmes étoiles. Pour déterminer un échantillon *suffisant* pour que ces missions puissent obtenir des conclusions statistiques significatives, il faudrait connaître la probabilité de présence d'une planète tellurique autour des étoiles. Cette probabilité est encore inconnue aujourd'hui. Nous pouvons cependant nous baser sur des probabilités que nous connaissons déjà, en particulier la fréquence de la présence de planètes géantes autour d'une étoile de type solaire (au moins 5 % Santos (2005)) et supposer (arbitrairement) que cette probabilité est la même pour les planètes telluriques. Si on prend cette hypothèse, il faut observer au moins **deux cents étoiles** pour espérer étudier **dix planètes**. Il se pourrait que cette probabilité soit en fait plus élevée pour les planètes telluriques. Après les missions CoRoT (fin 2006) et Kepler (2009), nous devrions en savoir plus sur cette probabilité.

L'instrument sera construit pour trouver et caractériser les atmosphères de planètes et rechercher d'éventuelles bio-signatures. Il convient donc d'observer le plus possible d'étoiles ayant des chances de porter ce genre de planètes. Nous pouvons par exemple restreindre le domaine de recherche aux étoiles possédant une zone habitable comme définie dans le paragraphe 1.4.2. Cela restreint la recherche de planètes autour d'étoiles de type F, G, K et M*. En effet ces étoiles ont une grande durée de vie, et ne produisent pas trop de rayonnements à hautes énergies (UV, X, γ) et de flux de particules qui pourraient éroder l'atmosphère des planètes.

Une fois ces choix effectués, nombre et nature des étoiles observées, il convient d'examiner les conséquences de ces choix sur les dimensions de l'instrument. Les paramètres importants sont :

- La surface collectrice des optiques : plus une étoile est loin de nous, plus le flux reçu est faible
- La résolution angulaire de l'interféromètre : La dimension angulaire du couple étoile-planète diminue avec l'éloignement de l'étoile par rapport au Soleil.

*Les étoiles sont pour la plupart rangées dans une classification qui dénote de leur couleur et donc de leur masse et de leur température. Dans l'ordre décroissant de masse et de température : O, B, A, F, G, K, M. Le soleil est de type G.

- La durée de vie de l'instrument : un instrument spatial a une durée de vie limitée par la quantité de carburant disponible à bord, ainsi que par la quantité d'éventuels autres consommables tels que les fluides cryogéniques ou la durée de vie des cryogénérateurs nécessaires aux détecteurs infrarouges

L'un des travaux les plus récents sur la sélection des cibles pour la mission DARWIN est la thèse de Lisa Kaltenegger (Kaltenegger (2004)). Avec les configurations instrumentales envisagées aujourd'hui, il est prévu d'observer 165 étoiles (pendant la durée nominale de la mission de 5 ans) et cela peut être étendu (si l'instrument et les équipes au sol le permettent). La figure 2.1, page précédente, donne une répartition des cibles en fonction de la distance et du type de l'étoile. La surface collectrice nécessaire est de 10 m^2 . La résolution angulaire requise pour les cibles à observer conduit à un interféromètre dont la base varie de 50 m à 500 m . La solution la plus simple pour obtenir un instrument à base variable est le vol en formation des différents télescopes. C'est la solution qui a été retenue pour la mission DARWIN. La base la plus petite est déterminée non par un besoin de résolution, mais par le fait qu'il faut une distance minimale pour éviter les collisions entre les télescopes et les éventuelles interactions thermiques entre les télescopes.

2.3 Le principe de l'interférométrie annulante

Pour observer des planètes un interféromètre doit atténuer l'écart de flux très important entre la planète et son étoile hôte (voir paragraphe 1.3.1). Bracewell (1978a) et Bracewell et MacPhie (1979), ont proposé le concept de l'interféromètre annulant qui dans son principe permet de résoudre simultanément le problème de contraste et de séparation angulaire. L'idée est de faire un interféromètre en plan pupille* avec au moins deux télescopes et de les recombinaison non pas en phase, mais en opposition de phase. De cette façon la lumière provenant de la direction de l'axe de l'instrument (l'étoile) est éteinte, alors que celle provenant d'une direction légèrement différente (la planète) grâce au déphasage géométrique dû à l'écart angulaire, est transmise. C'est un instrument faisant une coronagraphie interférentielle (voir figure 2.2).

Pour fonctionner l'instrument doit tourner sur lui même autour de la ligne de visée. En effet de cette façon la planète passe alternativement dans une zone angulaire où la transmission de l'instrument est élevée puis dans une zone angulaire où la transmission de l'instrument est faible. Cela donne un signal modulé à la fréquence de rotation de l'interféromètre. Il est alors simple de séparer le flux provenant de l'étoile et celui provenant de la planète. Ce principe est illustré sur la figure 2.3.

Nous avons vu, que pour retirer des informations sur la nature de la planète observée, il faut en mesurer le spectre. En fait l'instrument marche de façon similaire sur tous les canaux spectraux (à l'exception près que la résolution angulaire dépend de la longueur d'onde). Il faut donc réaliser un déphasage de π , à toutes les longueurs d'ondes en même temps. Le composant optique unique qui réalise cette fonction sera nommé dans la suite *déphaseur achromatique* de π . L'utilisation d'un tel composant est un moyen de réduire la complexité optique de l'instrument.

* Dans un tel interféromètre il n'y a pas d'image, tout le flux collecté par les pupilles de l'instrument est envoyé sur un seul détecteur. L'information est reconstruite à partir des variations temporelles du flux reçu par la pupille.

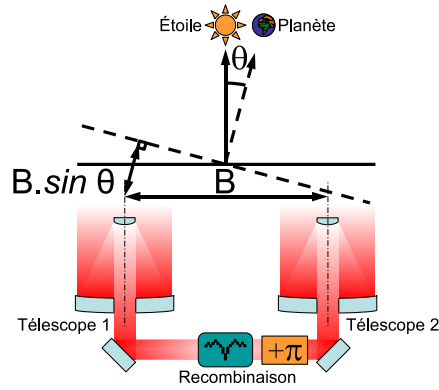


FIG. 2.2: Schéma illustrant le principe de l'interféromètre de Bracewell. Deux télescopes recombinaison en plan pupille et en opposition de phase. Le flux de l'étoile placé sur l'axe du télescope est éteint. Le flux de la planète, déphasé par l'effet de sa position angulaire, est transmis.

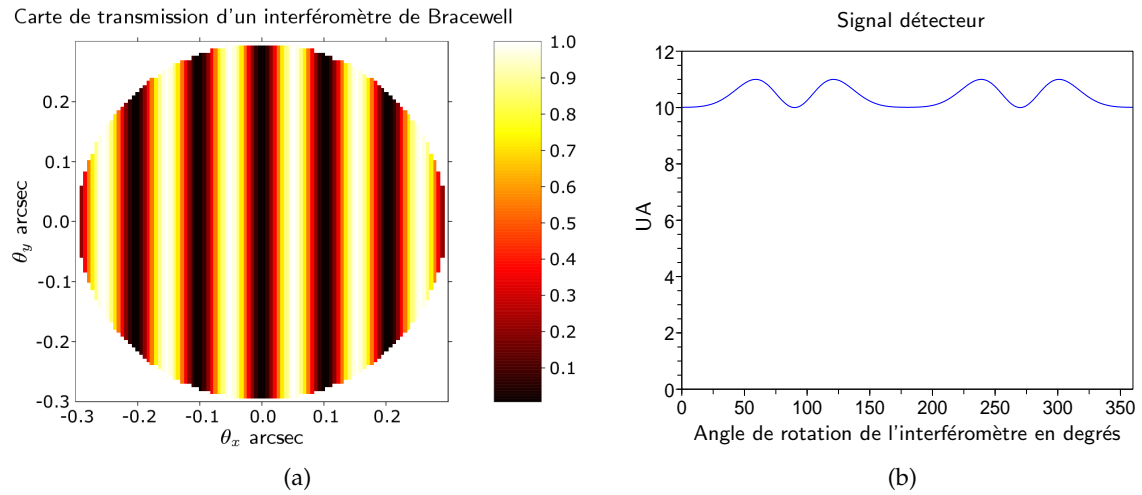


FIG. 2.3: Principe de l'interféromètre de Bracewell. (a) carte de transmission de l'interféromètre dans son champ de vue. Signal mesuré en sortie de l'interféromètre pendant 1 tour de celui-ci autour de la ligne de visée.

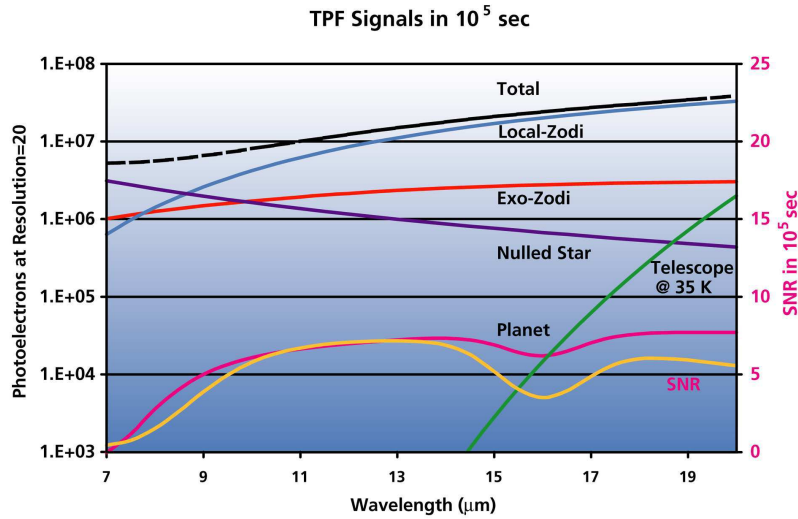


FIG. 2.4: Figure illustrant les différentes contributions au flux mesuré par les détecteurs de l'instrument TPF-I pour des optiques à 35K, ainsi que le rapport signal à bruit obtenu (courbe claire et échelle de droite) (d'après Beichman et al. (1999a))

2.4 Les difficultés observationnelles

La détection d'exo-planètes de type tellurique ne pourra se faire qu'avec des rapports signaux à bruit relativement faible, et compte tenu du formidable contraste initial entre l'étoile et la planète. Il est donc important de concevoir l'instrument de façon à minimiser les différentes sources de flux parasites et de bruits. Ces signaux sont de diverses origines :

- Flux stellaire :
 - fuites géométriques intrinsèques compte tenu de la taille finie du disque stellaire et de la configuration de l'instrument (extinction en θ^2 ou θ^4 où θ est la coordonnée angulaire par rapport à l'axe optique de l'instrument)
 - fuites dues aux défauts internes de l'instrument (optique, mécanique ...)
- Flux thermique des optiques du télescope
- Flux émis par le nuage zodiacal solaire (un nuage de poussières interplanétaires, observé depuis la terre, qui émet comme un corps noir à environ 300K)
- Flux émis par le nuage exo-zodiacal, un nuage de même nature situé autour de l'étoile observée

Tous ces flux comparés au signal de la planète sont montrés sur la figure 2.4.

2.4.1 Contraintes géométriques

2.4.1.1 Fuites géométriques

Supposons dans un premier temps que l'instrument est optiquement strictement parfait. L'étoile n'est malheureusement pas une source ponctuelle. Par conséquent toute la lumière de l'étoile

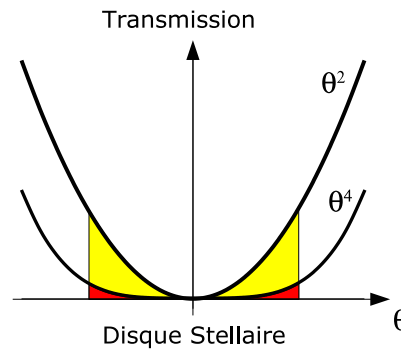


FIG. 2.5: Illustration du problème des fuites géométriques de l'étoile. θ représente la distance angulaire sur le ciel par rapport à la ligne de visée dans la direction de la ligne formée par les télescopes. Un Bracewell a une transmission résiduelle autour de l'axe en θ^2 . Une configuration en θ^4 donne de meilleures performances

n'est pas éteinte. On nomme fuite géométrique de l'étoile le flux résiduel de l'étoile. Il faut minimiser ce flux résiduel de façon à ce que celui-ci ait son bruit de photons plus petit que le signal de la planète.

Pour le cas d'un interféromètre de Bracewell la transmission de l'instrument autour de l'axe est proportionnelle au carré de la distance angulaire notée θ (projeté sur la direction parallèle à la ligne des télescopes). La figure 2.5 montre l'effet de la taille finie du disque stellaire pour différentes configurations de l'interféromètre.

Cette fuite est relativement gênante (pour un système Terre-Soleil $1,8 \times 10^{-5}$ du flux de l'étoile est transmis au détecteur par ce biais). Cependant elle peut être amoindrie en augmentant le nombre de télescopes. On peut montrer (Absil (2001)), qu'avec quatre télescopes on peut obtenir une transmission résiduelle autour de l'axe en θ^4 . Si on augmente encore le nombre de télescopes on peut minimiser encore plus efficacement ces fuites. Il existe un grand nombre de configurations possibles, qui donnent des transmissions résiduelles géométriques similaires. Nous verrons pourquoi certaines sont plus adaptées que d'autres.

Il est à noter que les premières configurations étudiées pour DARWIN dans des études de l'ESA (Volonte et al. (2000)) avaient une transmission résiduelle sur l'axe en θ^4 . En effet ces fuites sont particulièrement pénalisantes pour les étoiles proches, ce qui peut paraître surprenant. Si on considère un système étoile-planète similaire au système Terre-Soleil et qu'on fait varier la distance entre ce système et l'instrument alors il faut faire varier la résolution angulaire de l'instrument pour pouvoir observer ce système. Vu de l'instrument, les tailles angulaires relatives du disque stellaire et de la distance étoile-planète restent constantes. On adapte la résolution angulaire de façon à maximiser la transmission de l'instrument pour la planète. C'est à dire dans le cas d'un interféromètre de Bracewell que l'on place la planète sur le premier maximum de la fonction de transmission de l'instrument. De cette façon la valeur des fuites géométriques est indépendante de la distance entre l'étoile cible et l'instrument. Plus l'étoile est proche moins

la résolution angulaire nécessaire est importante et donc plus la base de l'interféromètre est petite. Il y a cependant une base minimale pour l'instrument (distance de sécurité anti-collision), ce qui impose pour les cibles proches, de mettre la planète non pas sur le premier maximum de la fonction de transmission, mais sur le second. Cela a pour conséquence de multiplier l'importance des fuites d'un facteur 30 dans le cas d'un système Terre-Soleil.

Le besoin de minimiser les fuites géométriques est en fait moins important que ce qu'on a pu penser (Kaltenegger et Karlsson (2004)). En effet pour les étoiles au delà de *dix parsec*, la source de bruit dominante n'est plus les fuites géométriques mais la lumière zodiacale solaire voir figure 2.4, page 28. Or, comme le montre la figure 2.1, page 25, la plupart des cibles potentielles de l'instrument se trouvent au delà de *dix parsec*. Il est donc possible d'envisager de simplifier l'instrument en utilisant des configurations en θ^2 , aux prix d'un temps d'intégration plus long que le temps optimal, pour les cibles proches.

2.4.1.2 Disques exo-zodiacaux

Nous l'avons indiqué au paragraphe 1.2.1, on observe depuis les années 1980 des disques de poussières autour de certaines étoiles proches. Notre propre système solaire possède un nuage de poussières froides. Cette poussière a une forte émission dans le domaine infrarouge. L'émission de la poussière zodiacale locale et exo-zodiacale sont deux contributions parasites au flux reçu par le détecteur.

La lumière zodiacale locale est uniforme dans le champ de vue de l'instrument. Par conséquent lors de la rotation de l'instrument cette contribution au flux mesuré n'est pas modulée. On peut donc la séparer facilement du signal planétaire.

La lumière exo-zodiacale, elle, n'a pas une distribution uniforme dans le champ de vue. C'est un disque vu sous un angle de visée donné : une ellipse au centre de laquelle se trouve l'étoile observée. Lors de la rotation de l'instrument cette composante de lumière est donc modulée. Avec un simple Bracewell, il n'est pas possible de différencier une planète de ce disque exo-zodiacal. En effet les deux signaux s'ajoutent et sont modulés à la même fréquence (i.e. la fréquence de rotation de l'interféromètre). Une solution à ce problème est d'utiliser une configuration interférométrique dont la carte de transmission n'a pas de symétrie centrale. Cette contrainte géométrique, rend un simple Bracewell inutilisable. Il faut au moins *trois télescopes* pour obtenir une réponse non centro-symétrique et pouvoir séparer le flux de ce disque de poussière du flux émis par une potentielle planète. C'est une contrainte importante pour l'instrument.

2.4.2 Contraintes sur le contraste

Un instrument n'est jamais idéal. Il n'est donc pas possible que, sur l'axe de l'instrument, l'extinction du signal de l'étoile soit totale. Nous verrons dans les prochains chapitres les différentes causes de ces imperfections : inégalité de différence de marche, d'intensité de polarisation ... Il est important de déterminer la qualité requise pour l'instrument afin de pouvoir vérifier expérimentalement la faisabilité de l'instrument.

Comme nous l'avons vu pour les contraintes géométriques, il est important de ne pas demander à l'instrument des performances plus élevées que nécessaire. Cela permet de maintenir une faisabilité et un coût réalistes. Nous allons dans ce paragraphe donner une spécification sur l'extinction que doit produire l'instrument annulant.

Il faut d'abord définir une grandeur donnant une évaluation du contraste obtenu avec l'instrument sur l'axe. Nous appellerons cette grandeur *extinction* dans la suite. Elle sera notée $nl(\lambda)$ et est définie par :

$$nl(\lambda) \equiv \frac{I_{min}(\lambda)}{I_{max}(\lambda)} \quad (2.1)$$

avec

I_{min} : flux résiduel qui passe à travers l'instrument à cause de ses différents défauts
 I_{max} : flux maximal transmis par l'instrument

Pour déterminer une spécification sur la qualité de l'extinction de l'instrument, il suffit de comparer le bruit de photons introduit par les fuites géométriques et celui introduit par les défauts de l'instrument. On ne peut en effet minimiser les fuites géométriques qu'en changeant de configuration. Spécifier le second à une valeur similaire ou un peu inférieure permet de ne pas dégrader de façon sensible les performances de l'instrument et de minimiser les performances requises pour l'instrument

On définit $geom(\lambda)$ comme les fuites géométriques de l'instrument (normalisées au flux de l'étoile). Alors on peut écrire que le nombre de photons de l'étoile reçu par le détecteur N_{ex} est :

$$N_{ex}(\lambda, \tau) = AF_*(\lambda) [\langle geom(\lambda, t) \rangle_\tau + \langle nl(\lambda, t) \rangle_\tau] \tau \quad (2.2)$$

avec

A : constante dépendant de la taille des miroirs, la transmission des optiques du système ...
 $F_*(\lambda)$: flux de l'étoile en fonction de la longueur d'onde (en $ph.s^{-1}$)
 τ : temps d'intégration (en s)
 $\langle f(t) \rangle_\tau$: moyenne de f pendant τ

Soit F_{pl} le flux de la planète. Le rapport signal (S) à bruit (B_{ph}) dû au bruit de photons de l'étoile est donné par :

$$S/B_{ph} = \sqrt{\frac{A\tau}{\langle geom(\lambda, t) \rangle_\tau + \langle nl(\lambda, t) \rangle_\tau}} F_{pl} \quad (2.3)$$

Pour spécifier $\langle nl(\lambda, t) \rangle_\tau$ on choisit de n'accroître le bruit de photon stellaire que de 25% par rapport à sa valeur en cas d'instrument parfait. Cela entraîne

$$\langle nl(\lambda, t) \rangle_\tau = (9/16) \langle geom(\lambda, t) \rangle_\tau \simeq 0.56 \langle geom(\lambda, t) \rangle_\tau \quad (2.4)$$

Il s'agit maintenant de trouver le cas le plus sévère pour décider d'une valeur de $\langle nl(\lambda, t) \rangle_\tau$. Pour observer un système planétaire et rechercher des planètes *habitables*, l'instrument sera pointé sur une étoile et sa base sera optimisée de façon à ce que le premier maximum de transmission soit placé au centre de la Zone Habitable. Comme le montre la figure 2.1, page 25, la plupart des étoiles qui seront pointées par l'instrument sont plus petites et plus froides que notre soleil, leur zone habitable (cf 1.4.2) est donc plus petite que celle du système solaire. Un exemple qui minimise $\langle geom(\lambda, t) \rangle_\tau$ et qui donc donne la spécification la plus sévère sur $\langle nl(\lambda, t) \rangle_\tau$ est donc celui d'un système Terre-Soleil, placé à grande distance de nous de façon à ce que la base de l'interféromètre puisse être réglée de façon à ce que la planète soit sur le premier maximum de l'instrument. Par exemple 20 *parsecs*. Il faut aussi prendre la longueur d'onde la plus courte possible. On va donner une spécification en prenant la valeur pour $\lambda = 7 \mu m^*$.

Dans ces conditions la base de l'interféromètre est de 14 m[†], et $\langle geom(7 \mu m, t) \rangle_\tau = 1,8 \times 10^{-5}$ alors la spécification pour $\langle nl(7 \mu m, t) \rangle_\tau$ est :

$$\langle nl(7 \mu m, t) \rangle_\tau = 1 \times 10^{-5} \quad (2.5)$$

Il convient ensuite de donner une dépendance en λ à cette spécification. En effet le rapport entre le flux de l'étoile et le flux de la planète diminue lorsque la longueur d'onde augmente (voir figure 2.4, page 28).

La spécification la plus sévère que l'on puisse donner est de calquer la dépendance en λ de la spécification avec la dépendance chromatique du rapport $F_*(\lambda)/F_{pl}(\lambda)$. La figure 2.6 montre que cette loi peut être approximée par une loi de puissance. On obtient :

$$\langle nl(\lambda, t) \rangle_\tau \leq 1 \times 10^{-5} (\lambda/7 \mu m)^{3,37} \quad (2.6)$$

2.4.3 Contraintes sur la stabilité temporelle

Lors de la rotation de l'instrument, un certain nombre de paramètres vont être amenés à varier, gain du détecteur, transmission de l'interféromètre annulant, différence de marche, température... Ces différentes perturbations seront lentes, et pourront donc brouiller la ou les composantes fréquentielles de la planète, et ainsi créer des faux positifs. Il faut trouver des moyens de se battre contre ces variations pour pouvoir réaliser l'instrument.

2.4.3.1 Stabilité temporelle des détecteurs / de la source

Les perturbations évoquées précédemment sont inévitables, et ont un spectre de puissance contenant en général une composante en $1/f$, Il existe une contre mesure classique et efficace :

*La bande spectrale intéressante est effectivement 6 – 20 μm , mais au vu du contraste très élevé à 6 μm , il semble très difficile de chercher à optimiser l'instrument pour le domaine de 6 à 7 μm .

† Cette valeur peut être discutée à cause des problèmes de collision entre satellites. Le choix des diverses contribution aux bruits sur le futur instrument est un problème ouvert et fortement dépendant des configurations choisies pour l'interféromètre. La valeur choisie ici donne des spécifications raisonnables pour l'extinction et sa stabilité ce qui est le but de l'exercice.

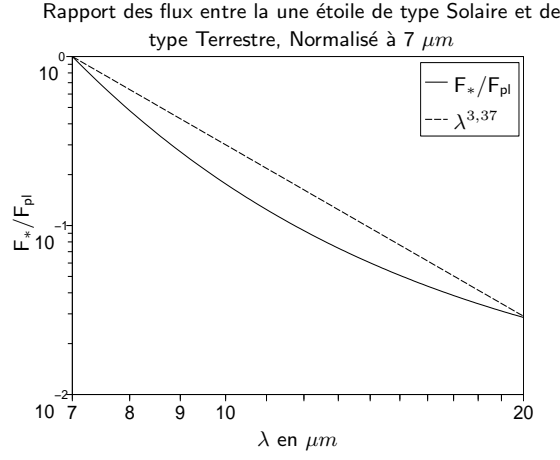


FIG. 2.6: Rapport $F_*(\lambda)/F_{pl}(\lambda)$ en fonction de λ . Une loi de puissance en $(\lambda/7\mu m)^{-3,37}$ majore ce rapport dans la bande 7-20 μm .

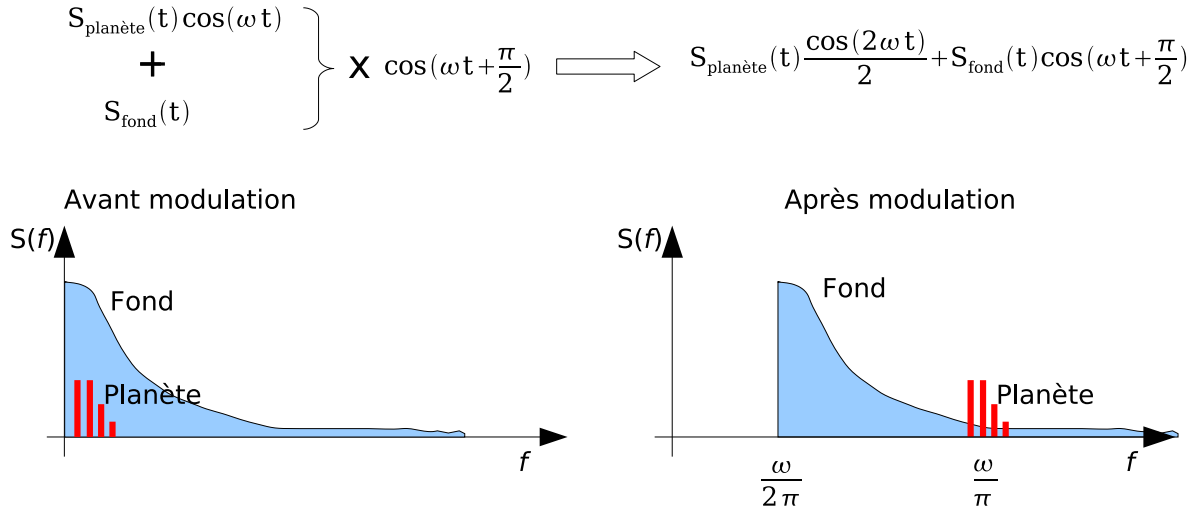


FIG. 2.7: Schéma illustrant le principe de la détection synchrone des planètes quand on parvient à introduire une modulation du signal de la planète sans moduler les signaux de fonds parasites (par exemple par modulation interne). Il suffit alors de multiplier le signal somme du fond et du signal planétaire par une sinusoïde de même fréquence que la modulation appliquée au signal planétaire. Alors le signal résultant possède une composante à deux fois la fréquence de modulation qui porte toute l'information sur le signal planétaire. Pour récupérer le signal planétaire il suffit de faire un filtrage passe bande autour du double de la fréquence de modulation, puis de démoduler ce signal. L'intérêt de cette manipulation est de se placer dans un domaine fréquentiel où la contribution au bruit du fond est plus faible.

introduire une modulation sur le signal utile, pour utiliser un domaine fréquentiel où ces paramètres ont de faibles variations temporelles (voir figure 2.7). Une solution proposée par J.M. Mariotti est la modulation interne (Mennesson et Mariotti (1997), Mennesson et al. (2005)) : Pour la mettre en œuvre il faut disposer de deux sous-interféromètres. On recombine les 4 faisceaux sur le détecteur, en modulant la phase relative des sorties annulantes des deux sous-interféromètres. Si la transmission de chaque sous-interféromètre est nulle sur l'axe de l'instrument, alors seul le signal planétaire est modulé. On peut voir une illustration de ce principe sur la figure 2.8, page suivante, grâce à la représentation de Fresnel.

La modulation interne peut être déclinée de plusieurs façons. Une approche intéressante est la modulation inhérente proposée par (Absil et al. (2003)). Cette approche permet de gagner un facteur 2 sur l'efficacité de modulation, c'est à dire sur le temps total d'intégration et de simplifier le dispositif de recombinaison. Cette technique suppose que l'on puisse réaliser des déphasages différents de π , en effet tous les télescopes sont recombinaisonnés en même temps. La modulation consiste à faire varier rapidement le signe du déphasage appliqué à chaque télescope. Cela provoque une modification de la carte de transmission de l'instrument, qui a un effet modulant sur le signal de la planète et pas sur le signal de l'étoile (elle reste éteinte).

2.4.3.2 Stabilité temporelle du contraste

Les différentes dérives internes à l'instrument vont, dans la pratique, faire varier la transmission de l'instrument. Avec les notations précédentes, la valeur moyenne de $\langle nl(t) \rangle_\tau$ au cours du temps varie de façon aléatoire selon les périodes où sont faites les différentes intégration τ . Voyons comment cela impacte le rapport signal à bruit.

Le signal est toujours :

$$S = AF_{pl}(\lambda) \cdot \tau \quad (2.7)$$

La variabilité de nl a pour conséquence un bruit fait des fluctuations du flux de l'étoile due à l'instabilité de la transmission de l'interféromètre. Ce bruit noté N_{inst} est donc proportionnel à l'écart type de la variation de l'extinction pendant le temps d'intégration.

$$N_{inst} = AF_*(\lambda) \sigma_{\langle nl \rangle}(\tau) \cdot \tau \quad (2.8)$$

avec

$\sigma_{\langle nl \rangle}(\tau)$: écart type des variations de l'extinction pendant le temps d'intégration

Le rapport signal à bruit dû à l'instabilité (en négligeant les autres sources de bruit) de l'instrument est :

$$S/N_{inst} = \frac{F_{pl}}{F_* \sigma_{\langle nl \rangle}(\tau)} \quad (2.9)$$

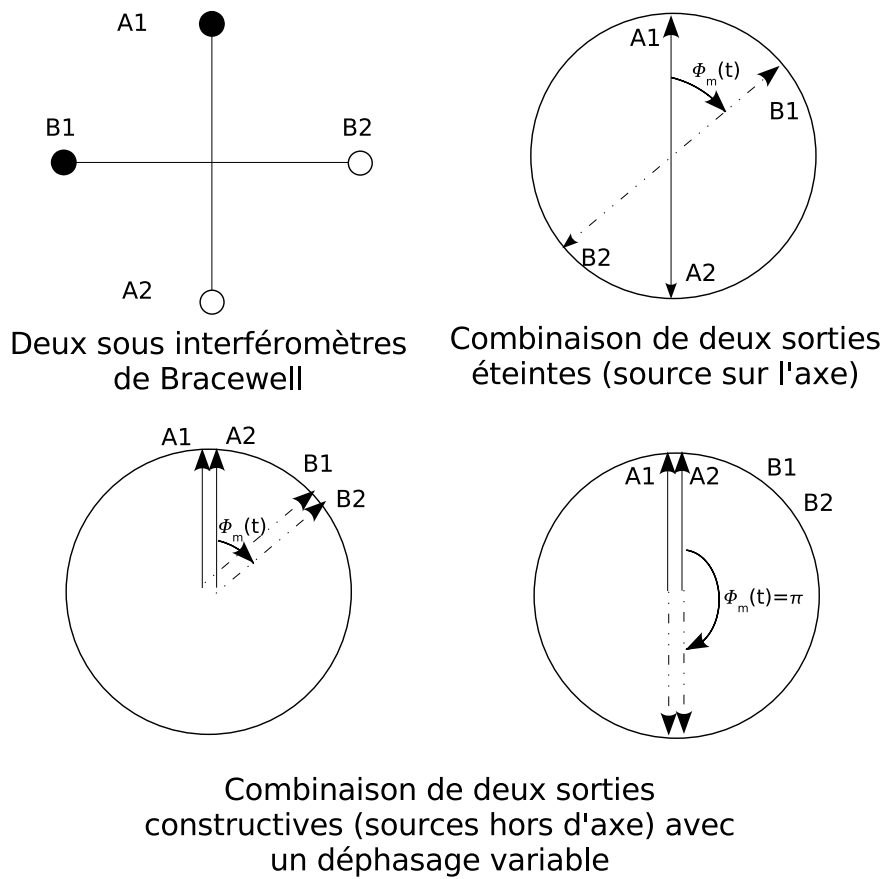


FIG. 2.8: Illustration du principe de la modulation interne avec 4 télescopes. On recombine les faisceaux des télescopes deux à deux de façon à former deux sous-interféromètres de Bracewell (il y a un déphasage de π entre A_1 et A_2 , et entre B_1 et B_2) avec des bases orthogonales et donc des cartes de transmission orthogonales. Le détecteur final voit la recombinaison interférométrique entre les faisceaux provenant des deux sous-interféromètres, ces deux faisceaux étant déphasés de façon périodique de la phase $\phi_m(t)$ (phase périodique introduite de façon interne à l'instrument et avec une fréquence élevée par rapport à la rotation de l'interféromètre). Le signal de la planète est donc modulé à la fréquence de ϕ_m alors que le signal de l'étoile n'est pas modulé. Illustration d'après Absil (2001).

On peut alors se fixer une spécification sur la stabilité temporelle requise pour l'extinction. Pour les mêmes raisons qu'au paragraphe précédent le cas des courtes longueurs d'ondes est le plus exigeant. Pour fixer une spécification, on choisit que bruit de photons et bruit de variabilité aient la même importance (ce sont des bruits indépendants qui s'ajoutent quadratiquement). Ainsi, si on souhaite un rapport signal à bruit total de 7, il faut $S/N_{inst} = 10$. Pour prendre un cas réaliste, dans le mode spectroscopique de l'instrument, il faut considérer un temps d'intégration de 10 jours. Cela donne donc :

$$\sigma_{\langle nl \rangle}(10 \text{ jours}) = 2,5 \times 10^{-9}(\lambda/7\mu m)^{3,37} \quad (2.10)$$

Ce qui, normalisé à la valeur de l'extinction, devient :

$$\frac{\sigma_{\langle nl \rangle}(10 \text{ jours})}{\langle nl \rangle} = 2,5 \times 10^{-4} \quad (2.11)$$

Cette contrainte de stabilité est extrêmement exigeante (voir le chapitre 4 pour une revue de différents résultats expérimentaux). La modulation interne entre deux sous interféromètres ne permet pas de lutter contre cet effet : en effet elle est obtenue à partir de deux instruments annulants indépendants. **Leurs dérives sont donc indépendantes.** Cela revient donc à ce qu'une partie de ces dérives soit modulée et vienne empêcher la mesure du signal planétaire.

2.4.4 Bilan : un cahier des charges

| | |
|--|-----------------------------------|
| Résolution angulaire | $< 10 \text{ mas}$ (à $20\mu m$) |
| Extinction moyenne | 10^{-5} |
| Stabilité de l'extinction (valeur relative) sur 10 jours en mode spectroscopie | 2.5×10^{-4} |
| Extinction hors de l'axe | θ^2 ou mieux |
| Surface collectrice | $> 10 \text{ m}^2$ |
| Nombre de télescopes | > 2 |

2.5 Conclusion

L'interférométrie annulante est une technique qui permettra de faire l'observation directe des planètes tellurique. Pour pouvoir construire un instrument tel que DARWIN/TPF-I, il faut résoudre deux problèmes techniques majeurs :

- Obtenir des contrastes interférométriques de l'ordre de 10^{-5} à $\lambda = 7 \mu m$
- Stabiliser le contraste obtenu de façon extrême : il faut une stabilité de 2.5×10^{-4} pour le niveau d'extinction.

Dans la suite de ce manuscrit nous allons étudier ces deux aspects.

Chapitre 3

Étude théorique des limitations *optiques* de l'interférométrie annulante

Sommaire

| | | |
|-----|--|----|
| 3.1 | Introduction | 37 |
| 3.2 | Contraintes optiques de base | 37 |
| 3.3 | Effets géométriques | 42 |
| 3.4 | Effets de la polarisation | 51 |
| 3.5 | Cohérence spatiale | 67 |
| 3.6 | Diffraction | 68 |
| 3.7 | Diffusion | 68 |
| 3.8 | Faisceaux parasites | 70 |
| 3.9 | Conclusion | 70 |

3.1 Introduction

Ce chapitre et la suite de ce manuscrit sont dédiés aux aspects optiques de la recombinaison dans un interféromètre annulant. Dans ce chapitre et les deux suivants, seul le cas des interférences à deux ondes sera traité, c'est à dire le cas d'un interféromètre de Bracewell. Plus précisément, le sujet central de ce chapitre est l'obtention de l'extinction suffisante pour permettre la détection des planètes (voir 2.4.2).

Dans un premier temps seront présentées les contraintes sur les faisceaux lumineux recombinaison permettant d'obtenir l'extinction souhaitée. Dans un deuxième temps les conséquences de ces contraintes sur différents systèmes optiques à l'intérieur de l'instrument seront examinées.

3.2 Contraintes optiques de base

Considérons deux ondes planes monochromatiques parallèles et cohérentes entre elles. Ces deux ondes représentent les deux bras d'un interféromètre de Bracewell. Ces deux ondes illu-

minent un détecteur. Le flux* mesuré par ce détecteur est donné par :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi) \quad (3.1)$$

avec :

- I_1 : Flux de l'onde plane 1
- I_2 : Flux de l'onde plane 2
- φ : Déphasage entre les deux ondes

L'extinction obtenue est caractérisée par le rapport obtenu entre le flux résiduel transmis par l'interféromètre en frange noire, et le flux maximal en frange brillante. Dans le cas idéal on a donc : $I_1 = I_2$, et φ qui vaut alternativement 0 ou π , strictement. Dans ce cas idéal l'extinction, notée N dans la suite, est nulle. On peut d'ores et déjà résumer les conditions pour avoir la plus petite extinction possible. Il faut que les deux ondes qui interfèrent aient la plus grande symétrie possible.

3.2.1 Défauts de phase (différence de marche et front d'onde)

Supposons que ces deux ondes soient d'intensité égale I_0 . φ vaut alternativement 0 et $\pi + d\varphi$ avec $d\varphi \ll \pi$. Alors

$$N = \frac{I_{min}}{I_{max}} = \frac{2I_0 + 2I_0 \cos(\pi + d\varphi)}{4I_0} \simeq \frac{d\varphi^2}{4} \quad (3.2)$$

Cette formule s'applique pour la phase instantanée. Lorsqu'un détecteur a un temps τ d'intégration l'extinction mesurée est donc :

$$N = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \frac{d\varphi(t)^2}{4} dt \quad (3.3)$$

C'est donc la *variance de la phase sur le temps τ d'intégration du détecteur* qui décrit l'effet des défauts de phase. En général on utilise la formule 3.2, avec l'écart type de la phase (par la suite les valeurs de l'écart type d'une grandeur seront notées rms pour Root Mean Square).

Les défauts de phases sont d'importants contributeurs aux défauts d'extinctions en effet :

$$N \leq 10^{-6} \Rightarrow d\varphi \leq 2 \times 10^{-3} \text{ rad rms} \quad (3.4)$$

Si la seule source de perturbation de phase est la différence de marche (notée ddm), on doit assurer que dans l'instrument, elle est maintenue stable avec des variations résiduelles de (pour $\lambda = 10 \mu m$) :

$$ddm = \frac{\lambda}{2\pi} d\varphi \Rightarrow ddm \leq 3 \text{ nm rms} \quad (3.5)$$

*Dans la suite du texte le terme flux qui est le terme physique correct pour définir la grandeur mesurée par le détecteur, sera noté intensité, car cela est une habitude chez les interférométristes.

C'est à dire l'épaisseur de 30 atomes sur un solide. C'est une spécification exigeante pour un instrument d'optique, mais c'est aujourd'hui quelque chose de classique. On trouve aujourd'hui des instruments commerciaux de mesure de distance avec des précisions similaires (par exemple chez Agilent et Zygo).

3.2.2 Front d'onde

Le calcul précédent s'applique aussi au front d'onde. La tolérance sur la qualité du front d'onde est donc

$$WFE \leq 3 \text{ nm rms} \quad (3.6)$$

où WFE est l'écart type de l'amplitude du défaut de front d'onde, pour une longueur d'onde de $\lambda = 10 \mu\text{m}$.

Cette contrainte est extrêmement exigeante. En effet 3 nm représente $\lambda_{vis}/160^* \text{rms}$. Ce genre de qualité optique est réalisable pour une optique simple, mais reste extrêmement difficile à obtenir pour un système aussi complexe qu'un interféromètre annulant. A l'aide d'un filtrage spatial ou mieux modal, on peut relâcher de façon très forte cette contrainte sur la qualité du front d'onde. Les champs d'observations étant très petits, il est possible d'utiliser ce type de filtrage. Deux possibilités existent :

- **Un filtrage spatial** : on fait passer les faisceaux focalisés par un petit trou (d'un diamètre un peu plus petit que la tache de diffraction). Comme la focalisation d'un faisceau optique est équivalente à une transformation de Fourier du champ électrique (Léna (1995a)), le fait de placer un trou au niveau d'un foyer revient à effectuer un filtrage du front d'onde dans le domaine des fréquences spatiales. Le trou ne laisse passer que les basses fréquences spatiales (le zéro des fréquences spatiales se trouve sur l'axe optique). Cette technique est très classique. Elle est, par exemple, utilisée pour réduire fortement les effets des poussières sur les optiques de lasers. Celles-ci diffractent la lumière provoquant l'apparition de petits anneaux parasites sur le faisceau. Ces poussières étant des perturbations de haute fréquence spatiale, le filtrage par un petit trou élimine ces anneaux parasites.
- **Un filtrage modal** : On injecte les faisceaux de l'instrument dans un guide d'onde monomode (fibre optique, guide d'onde creux, guide d'onde planaire ...). Mennesson et al. (2002a) ont montré que c'est une bien meilleure solution que celle du filtrage spatial. En effet dans un guide d'onde monomode parfait, il n'existe qu'une seule distribution spatiale possible du champ électrique qui se propage : le mode guidé. Si on injecte deux faisceaux dans une fibre optique en sortie les deux faisceaux sont strictement superposés et de fronts d'ondes rigoureusement identiques. En fait le seul effet de ces défauts de front d'onde est de produire des différences de couplages entre les deux ondes (c'est-à-dire des différences d'intensité entre le champ électrique couplé dans le guide d'onde dans le cas où le front d'onde est parfait et celui couplé dans le guide lorsque le front d'onde est perturbé), et par suite des défauts d'intensité des faisceaux émergents.

* $\lambda_{vis} = 638 \text{ nm}$ longueur d'onde du laser Hélium Néon, généralement utilisé comme référence pour faire du contrôle de qualité optique

Menesson et al. (2002a) ont montré que lorsqu'on utilise des fibres optiques circulaires, l'effet de petits défauts de front d'onde sur l'extinction peut s'écrire :

$$N = \sum_{i=2}^{\infty} \frac{a_i^4}{16} \quad (3.7)$$

où les a_i sont les coefficients de la décomposition du front d'onde sur la base des polynômes de Zernike*. Cette formule comporte tous les polynômes de Zernike sauf le plus simple d'entre eux qui représente la différence de marche. En effet la différence de marche est conservée par le guide d'onde. Ce qui est remarquable dans la formule 3.7 c'est que le terme de phase est à la *puissance quatrième*. Cela montre que les effets des défauts de front d'onde sont nettement amoindris par l'utilisation du filtrage modal.

Avec un telle contribution à l'extinction, la nouvelle contrainte sur la qualité des fronts d'onde devient

$$\Delta\phi < 6,3 \times 10^{-2} rad \Rightarrow N < 10^{-6} \quad (3.8)$$

Où $\Delta\phi$ est l'écart type de la phase sur la pupille.

C'est-à-dire que pour vérifier cette contrainte à $\lambda = 6 \mu m$, il suffit d'avoir des défauts de front d'onde de $60 nm$ rms d'amplitude. Cela ramène donc la tolérance sur le front d'onde à $\lambda_{vis}/10$ rms. C'est une spécification tout à fait réalisable.

Il est à noter que les défauts de front d'ondes participent à la différence marche. Ruilier (1999) le montre pour le cas d'une fibre optique circulaire. Il montre que la phase de l'onde injectée dans la fibre optique est la somme du terme de piston et des contributions des aberrations à symétrie radiale. Ces contributions dépendent de la longueur d'onde, mais ce n'est pas un problème puisque ces variations sont identiques à celles produites par une ligne à retard. Elle peut donc servir à compenser ces défauts de phase. **Ces contributions n'ont pour effet que de déplacer la position de la différence de marche nulle.**

Dans la pratique les guides d'ondes monomodes ne sont jamais strictement parfaits : souvent il peuvent guider une faible proportion d'un autre mode que le mode fondamental, par exemple un mode de gaine[†] dans le cas d'une fibre optique. Si le détecteur de l'instrument voit ces flux parasites alors l'extinction en sera réduite. Il faut donc s'assurer, pour avoir une extinction de $N = 10^{-6}$, que l'intensité du mode parasite est inférieure à une fraction de 10^{-6} de l'intensité du faisceau principal (en mode constructif). Un moyen de réduire le taux de flux parasites dans une fibre optique est d'utiliser un guide d'onde de grande longueur et courbe. De cette façon les modes de gaines ne se propagent pas jusqu'au bout de la fibre.

Dans la suite nous ferons la plupart du temps l'hypothèse qu'un filtre monomode parfait est utilisé. Une conséquence importante de ce choix est le besoin de découper la bande spectrale en au moins deux sous-bandes pour réaliser l'instrument. En effet la plupart des guides d'ondes

*Base de polynômes orthogonaux pratiques pour décrire les défauts de surface d'onde, pour une pupille circulaire

[†]Une fibre optique monomode simple est composée d'un coeur de 5 à $20 \mu m$ de diamètre d'indice de réfraction élevé et d'une gaine d'indice plus faible. Un mode de gaine est un mode de propagation du champ électrique lumineux qui se propage dans la gaine de la fibre.

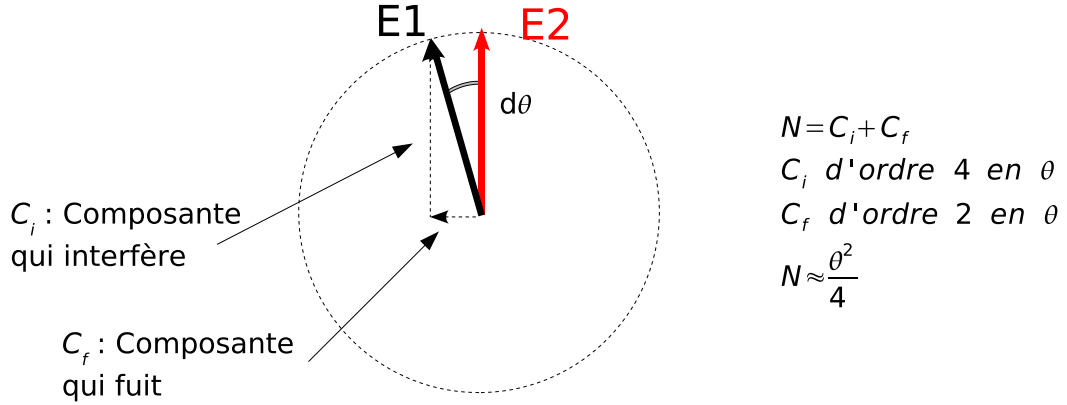


FIG. 3.1: Illustration de l'effet de la rotation de polarisation. \vec{E}_1 et \vec{E}_2 , sont les champs électriques à la sortie de chacun des deux bras de l'interféromètre. Pour avoir une extinction de polarisation de 10^{-6} , il faut que la rotation de polarisation entre les deux faisceaux soit inférieure à 0,1 degrés.

monomodes ne guident la lumière que sur à peu près une octave (entre λ et 2λ). Le découpage choisi pour les développements instrumentaux présentés ici a été de deux sous-bandes : 6 – 11 μm et 11 – 18 μm .

3.2.3 Défauts d'intensité

Supposons maintenant que l'interféromètre soit parfait au niveau de la phase, mais que les intensités dans chaque bras de l'interféromètre soient différentes. La première onde a une intensité I_0 et la deuxième onde a une intensité $I_0(1 + dI)$. Alors l'extinction devient :

$$N = \frac{I_0(2 + dI) - 2I_0\sqrt{1 + dI}}{4I_0} \simeq \frac{dI^2}{16} \quad (3.9)$$

Pour avoir une extinction de 10^{-6} , il faut donc des flux égaux à mieux que 0,4%. Il est relativement aisé de réaliser cela dans un interféromètre, car il suffit d'introduire dans les bras des couteaux pour égaliser l'intensité (ces couteaux servent à masquer géométriquement une partie du faisceau de façon à modifier la quantité de lumière qui se propage dans le bras, cela fonctionne de façon optimale en présence d'un filtrage optique monomode car cela minimise l'effet de la modification de forme du faisceau par ces couteaux).

3.2.4 Défauts de polarisation

Il faut une grande symétrie entre les faisceaux pour obtenir une bonne extinction tant au niveau de la phase qu'au niveau de l'intensité. Il en va de même pour la polarisation. La lumière provenant des étoiles est très légèrement polarisée (de l'ordre de 10^{-4} % d'après Elias et al. (2004)),

mais pour pouvoir étudier tous les cas et ne pas perdre de photons, il faut que l'instrument fonctionne en lumière non polarisée. Les deux ondes qui interfèrent sont en fait décomposées en deux composantes chacune (on peut toujours décomposer de la lumière naturelle en deux composantes polarisées incohérentes entre elles : la composante **s** qui est perpendiculaire au plan d'incidence de l'onde et la composante **p** qui est parallèle au plan d'incidence). Il y a deux types de dissymétries possibles introduites par la polarisation :

- Des défauts de phase relatifs, différents entre les deux composantes des ondes : par exemple les composantes **s** des deux ondes sont déphasées de $\pi + d\varphi_s$ et les composantes **p** sont déphasées $\pi + d\varphi_p$, avec $d\varphi_s \neq d\varphi_p$.
- Des effets de rotation de polarisation (voir un cas simple figure 3.1, page précédente).

Le paragraphe 3.4 donne plus de détails à ce propos.

3.3 Effets géométriques

Dans ce paragraphe sont regroupés les divers aspects de l'interférométrie annulante qui ont leur origine dans des effets géométriques (en excluant les effets de polarisation)

3.3.1 Chromatisme de la phase

3.3.1.1 Mise en évidence

Pour faire des observations intéressantes, et pour engranger plus de photons, un interféromètre annulant doit utiliser une large gamme spectrale. Dans la suite de ce manuscrit, la bande de longueur d'onde étudiée sera 6-18 μm . Pour simplifier la construction de l'instrument il faut que le déphasage de π soit vrai à toutes les longueurs d'ondes en même temps (aux défauts de phase près, cf paragraphe précédent). Cela permet de plus de réduire le temps d'intégration de l'instrument.

La solution la plus simple pour déphaser deux ondes est de leur faire parcourir des chemins de longueur différente avant de les recombiner, mais cette méthode est très *chromatique*. En effet le déphasage obtenu est inversement proportionnel à la longueur d'onde :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta l \quad (3.10)$$

Avec :

- $\Delta\varphi$: différence de phase entre les deux bras de l'interféromètre
- Δl : différence de longueur entre les deux bras de l'interféromètre

On suppose ici que le milieu traversé par les faisceaux a un indice de réfraction indépendant de la longueur d'onde et de valeur unité (par exemple le vide ou avec une petite approximation l'air)

| Matériaux | B (μm^{-1}) ^a | Δe pour avoir N = 10^{-6} |
|-----------|---------------------------------------|--|
| ZnSe | 7.8×10^{-3} | $7 \times 10^{-2} \mu\text{m}$ |
| KRS5 | 0.8×10^{-3} | $5 \times 10^{-1} \mu\text{m}$ |
| Ge | 2.4×10^{-3} | $2 \times 10^{-1} \mu\text{m}$ |

^aCalculé à partir de Tropf (1995a), Barnes et Piltch (1979) et Tropf et al. (1997)

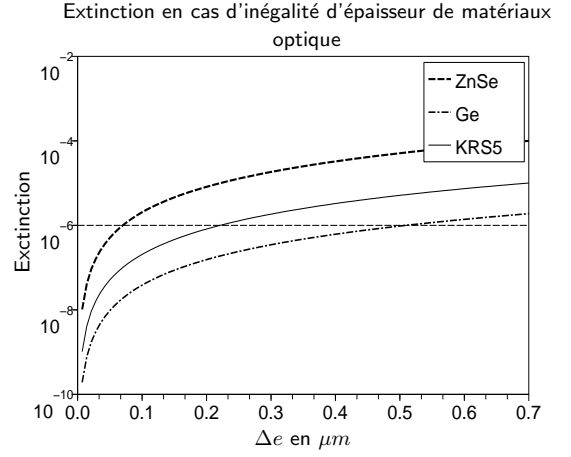


FIG. 3.2: Figure illustrant l'effet d'une inégalité d'épaisseur de matériau optique traversée entre les deux bras d'un interféromètre (dans la bande 6 – 18 μm). C'est un paramètre très sensible, qu'il faut pouvoir optimiser une fois l'instrument construit.

Si on choisit Δl de façon à avoir $\Delta\varphi = \pi$ pour $\lambda = 6 \mu\text{m}$, alors $\Delta l = 3 \mu\text{m}$. Alors à $\lambda = 18 \mu\text{m}$, $\Delta\varphi = 2\pi/6$. Cela conduit à une dégradation de l'extinction inacceptable (cf équation 3.4)

Il existe divers moyens d'obtenir un déphasage de π achromatique. Ils seront exposés et discutés dans le chapitre suivant.

3.3.1.2 Application au cas des optiques semi-réfléchissantes

Supposons que nous disposions d'un déphaseur achromatique parfait. Pour recombinaison des faisceaux, une solution consiste à utiliser un dispositif semi-réfléchissant. Nous verrons dans le chapitre suivant que de tels dispositifs supposent tous d'une façon ou d'une autre que les faisceaux vont devoir traverser une certaine épaisseur de matériaux optiques. La fabrication de tels dispositifs n'est jamais parfaite tant en terme d'épaisseur qu'en terme d'alignement. Il existe toujours une petite différence d'épaisseur Δe vue par les deux faisceaux :

$$\Delta\varphi = \pi + \frac{2\pi}{\lambda} (n(\lambda) - 1) \Delta e \quad (3.11)$$

Où $n(\lambda)$ est l'indice de réfraction du matériau optique employé.

Le déphasage introduit par cette différence d'épaisseur peut être partiellement compensé par une différence de longueur Δl entre les bras.

$$\Delta\varphi = \pi + \frac{2\pi}{\lambda} ((n(\lambda) - 1) \Delta e - \Delta l) \quad (3.12)$$

Cette compensation n'est pas parfaite. A partir de l'équation de Sellmeier décrivant la variation de l'indice de réfraction il est possible d'évaluer numériquement la valeur de Δl , qui donne la meilleure extinction possible.

La figure 3.2, page précédente, montre des applications numériques pour quelques matériaux classiques pour l'infrarouge. Les tolérances obtenues sur l'égalité d'épaisseur sont très sévères. Il est possible de réaliser des pièces optiques similaires avec de telles précisions en polissant les deux pièces ensemble. Il faudrait cependant un alignement parfait du faisceau par rapport à ces optiques pour ne pas être tout de même confronté à ce défaut de chromatisme résiduel. Il est plus sage de pouvoir disposer d'un moyen d'ajustement de l'épaisseur différentielle entre les deux faisceaux.

3.3.2 Dispersion angulaire

Dans le système optique de recombinaison d'un interféromètre annulant, il y aura des éléments optiques qui introduiront de la dispersion angulaire (variation de la direction en fonction de la longueur d'onde). Cette dispersion aura pour origine soit des défauts d'alignements et de fabrication, soit le principe même de certains éléments optiques (voir chapitre suivant). Cette dispersion angulaire a un certain nombre de conséquences sur l'extinction. Nous allons déterminer le niveau de dispersion angulaire acceptable dans un interféromètre annulant.

3.3.2.1 Effet chromatique sur le filtrage optique.

Que ce soit avec un filtrage spatial ou un filtrage modal, la première étape du processus de filtrage consiste à focaliser le faisceau. Ainsi la dispersion angulaire devient un décalage latéral variable avec la longueur d'onde de la position du point de focalisation. Dans les deux cas de filtrage cela induit des pertes variables selon la longueur d'onde. Deux types de dispersion angulaire sont à prendre en compte : la dispersion angulaire absolue, et la dispersion angulaire différentielle. La dispersion angulaire absolue se traduit par une modification de la transmission spectrale de l'instrument. Il faut que les pertes restent dans des proportions acceptables. Par exemple des pertes de 20 % d'un bout à l'autre de la bande passante. La dispersion angulaire différentielle, (dispersion angulaire différente dans les deux bras de l'interféromètre) a plus de conséquences. En effet elle vient produire des déséquilibres d'intensité entre les deux bras, de façon chromatique. Ces défauts d'intensités sont difficiles à corriger.

Une première remarque : le problème est *indépendant de la focale de l'optique de couplage dans le filtre*. En effet la déviation spatiale du faisceau est certes proportionnelle à la focale, mais il en va de même pour le diamètre de la tache de diffraction au foyer de cette optique. Par conséquent les proportions de la déviation latérale et du diamètre des taches de diffraction (qui gouvernent les propriétés du filtrage) restent constantes.

3.3.2.1.1 Cas du filtrage spatial (trou filtrant) S'intéresser au filtrage spatial n'a pas d'intérêt pour les instruments futurs. Mais comme discuté dans le chapitre suivant, il est encore difficile de se procurer de fibres/guides monomodes disponibles pour la bande spectrale de DARWIN, ces calculs ont donc un intérêt pratique pour les bancs interférométriques actuels.

Mennesson et al. (2002a) ont montré qu'un bon compromis entre l'efficacité du filtrage spatial et flux transmis, est de filtrer le faisceau, avec un trou du diamètre de la tache de diffraction.

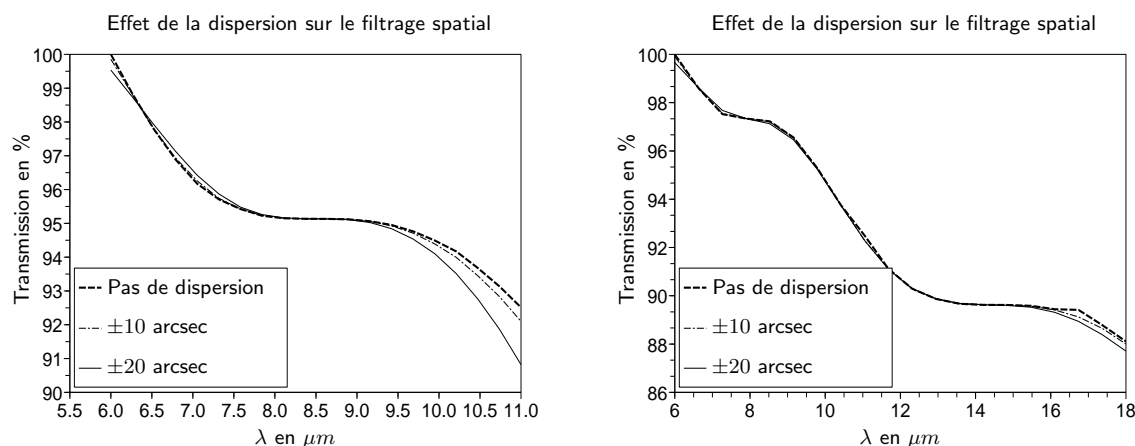


FIG. 3.3: Chromatisme de la transmission par le dispositif de filtrage spatial. Le filtrage spatial est choisi de façon à être au premier zéro de la fonction d’Airy pour la longueur d’onde moyenne de chaque bande. Ces courbes montrent aussi l’effet de la dispersion angulaire sur ce chromatisme. Les effets sont inférieurs à 3 % pour des dispersions de ± 20 seconde d’arc. Pour la description précise du modèle employé voir paragraphe 3.3.2.1.1.

On suppose que les faisceaux sont uniformes et parfaitement collimatés. Soit R le rayon du trou, alors le rayon de la tache d’Airy au niveau du trou filtrant est de $\frac{\lambda}{\lambda_0} R$ (le rayon du trou filtrant est choisi de façon à tomber au premier zéro de la tache d’Airy à la longueur d’onde moyenne de la bande). Un faisceau décalé angulairement de θ , a sa tache d’Airy décalée de $\frac{Rd}{\lambda_0} \theta$ (d est le diamètre du faisceau). On suppose que la dispersion se fait avec une loi linéaire avec la longueur d’onde, telle que la déviation du faisceau est nulle pour la longueur d’onde centrale de chaque sous-bande de l’instrument (dans la pratique, la loi de déviation du faisceau en fonction de la longueur d’onde peut être plus complexe, mais nous considérons ici des amplitudes de déviation plus grande que celles qui devraient se produire dans la réalité). Le flux qui passe à travers le trou est l’intégrale de recouvrement entre le trou et la tache d’Airy. La figure 3.3 donne l’effet du filtrage spatial et de la dispersion sur la transmission de l’interféromètre. La principale source de variation chromatique de transmission de l’instrument est le filtre spatial lui-même. La dispersion absolue peut être de 40 secondes d’arc pour une modification de 3% de la transmission nominale du filtre spatial. Pour ce qui est de la *dispersion différentielle* on peut évaluer son effet en calculant la valeur de l’écart type de la différence d’intensité entre la transmission sans dispersion et la transmission avec dispersion. Pour les cas de la figure 3.3, les défauts d’intensité rms sur les deux bandes de longueur d’onde sont :

| | Bande 6 – 11 μm | Bande 11 – 18 μm |
|---------------------------------------|----------------------------|-----------------------------|
| Dispersion de ± 10 secondes d’arc | 0,1% | 0,1% |
| Dispersion de ± 20 secondes d’arc | 0,6% | 0,2% |

La tolérance sur la dispersion angulaire dans le cas du filtrage spatial pour ce qui concerne la transmission spectrale est très large on peut supporter des effets de *dispersion différentielle* d’au moins ± 10 secondes d’arc.

| | Courtes longueur (4 – 9 μm) | Grande longueur d'onde (9 – 20 μm) |
|----------------------------|--------------------------------------|---|
| Rayon du cœur | 11 μm | 26 μm |
| Rayon de la gaine | 250 μm | 600 μm |
| indice du cœur | 2,927 | 2,913 |
| Indice de la gaine | 2,924 | 2,910 |
| Longueur d'onde de coupure | 3,7 | 8,5 |

TAB. 3.1: Caractéristiques des prototypes de fibre optiques réalisés par TNO-TPD pour le domaine spectral de DARWIN (Cheng et al. (2005))

3.3.2.1.2 Cas du filtrage modal (fibre optique) Pour calculer les flux injectés dans une fibre optique, il faut calculer l'intégrale de recouvrement du champ électrique incident et du mode de la fibre optique. Pour les besoins des calculs on va utiliser les caractéristiques de prototypes de fibres optiques réalisées par TNO-TPD (Cheng et al. (2005)) dont les caractéristiques sont dans le tableau 3.1.

On peut modéliser les pertes de couplage par la dispersion en supposant le faisceau incident gaussien et en utilisant la formule suivante (adaptée de Jonathan (2002)) :

$$\eta(\lambda) = 0,83 \times \left(\frac{2\omega_{fibre}(\lambda)\omega_{faisceau}(\lambda)}{\omega_{fibre}^2(\lambda) + \omega_{faisceau}^2(\lambda)} \right) \exp \left(\frac{2(f\theta)^2}{\omega_{fibre}^2(\lambda) + \omega_{faisceau}^2(\lambda)} \right) \quad (3.13)$$

avec :

- $\eta(\lambda)$: Taux de couplage en fonction λ
- $\omega_{fibre}(\lambda)$: Diamètre du mode de la fibre en fonction de λ
- $\omega_{faisceau}(\lambda)$: Diamètre du faisceau en fonction de λ
- f : Focale de l'optique d'injection (adapté à l'ouverture numérique de la fibre)

$$\omega_{faisceau}(\lambda) = \frac{\lambda}{\lambda_0} \omega_0 \quad (3.14)$$

ω_0 est le diamètre du faisceau à λ_0 . On choisit λ_0 au milieu de chaque bande et ω_0 adapté au mode de la fibre pour λ_0 .

Dans la pratique le chromatisme du premier terme de l'équation 3.13 (tout ce qu'il y a avant l'exponentielle) domine largement. C'est à dire que le chromatisme dominant est celui qui existe même sans dispersion. La figure 3.4 montre l'effet de la dispersion seule (moins de 3% pour une dispersion de ± 20 secondes d'arc).

On peut donc dire que la dispersion angulaire absolue a peu d'incidence sur la transmission spectrale de l'instrument.

Les effets de la dispersion différentielle, évalués de la même façon qu'au paragraphe précédent, donnent des défaut d'intensité rms sur les deux sous-bandes de :

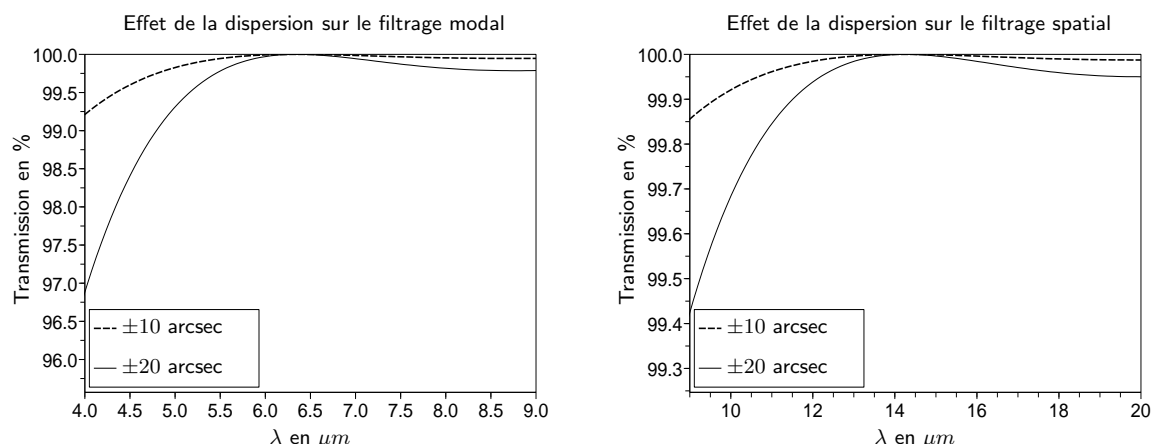


FIG. 3.4: Effet chromatique de la dispersion angulaire sur le couplage dans une fibre optique. Seul l'effet chromatique de la dispersion est représenté, le couplage dans la fibre présente aussi des effets chromatiques qui ne sont pas représentés. Les effets sont généralement négligeables ($< 3\%$ pour une dispersion de ± 20 secondes d'arc). Noter la différence d'échelle entre les deux courbes.

| | Bande 4 – 9 μm | Bande 9 – 20 μm |
|---------------------------------------|---------------------------|----------------------------|
| Dispersion de ± 10 secondes d'arc | 0,3% | 0,05% |
| Dispersion de ± 20 secondes d'arc | 1% | 0,2% |

Dans le cas d'un filtrage optique par un guide d'onde monomode, une dispersion inférieure à ± 10 secondes d'arc assure que la contribution de la *dispersion différentielle* à l'extinction est inférieure à 10^{-6} .

3.3.2.2 Effet chromatique sur la phase d'une dispersion angulaire différentielle

La dispersion angulaire a un effet sur la différence de phase entre les faisceaux si elle est différente sur les deux bras de l'interféromètre. En effet le chemin optique parcouru par chaque longueur d'onde est donc différent dans chaque bras pour des raisons géométriques. L'effet sur la différence de phase sera d'autant plus important à cause du chromatisme des matériaux optiques déjà évoqués précédemment.

On peut construire un modèle simple de cet effet en considérant un interféromètre fictif possédant deux bras dans lesquels se trouve une lame à face parallèle d'un matériaux optique (voir figure 3.5, page suivante).

Pour évaluer l'effet sur la phase, il faut calculer le chemin optique paramétrisé comme sur la figure 3.5. Les équations décrivant ce chemin optique se trouvent dans l'annexe A. La figure 3.6, page suivante, montre une évaluation des effets chromatiques sur la phase de la dispersion différentielle. Cette figure montre l'extinction en fonction de l'amplitude totale de la dispersion, pour 2 secondes d'arc de dispersion différentielle. Cet effet contribue faiblement à l'extinction ($\ll 10^{-6}$). Il est de plus possible d'en compenser une partie en utilisant des épaisseurs d'air et de matériau optique différentes dans chaque bras.

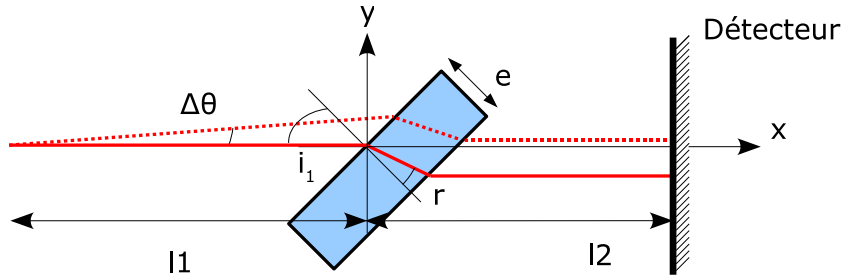


FIG. 3.5: Modèle simplifié d'un bras d'interféromètre pour évaluer l'impact de la dispersion différentielle sur la phase entre les deux bras de l'interféromètre.

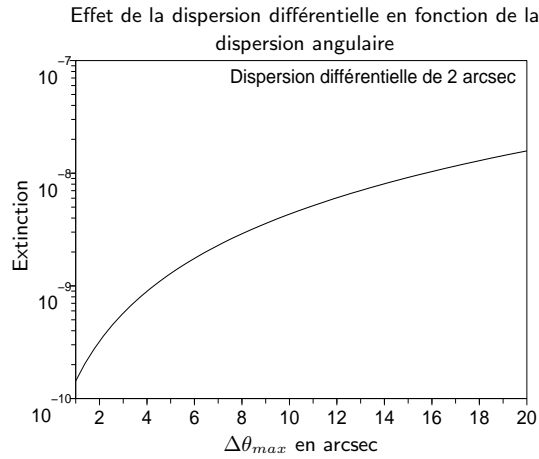


FIG. 3.6: Une évaluation des effets chromatiques sur la phase de la dispersion différentielle. Cette figure montre l'extinction en fonction de l'amplitude totale de la dispersion, pour 2 secondes d'arc de dispersion différentielle.

La contribution à l'extinction du chromatisme causé par la dispersion différentielle reste inférieure à 10^{-6} , pour une dispersion différentielle de ± 10 secondes d'arc.

Conclusion sur la dispersion différentielle : Il faut que les dispersions absolues et différentielles restent dans les limites de ± 10 secondes d'arc dans l'instrument pour obtenir une contribution à l'extinction inférieure à 10^{-6} .

3.3.3 Recombinaison multi-axiale

En sortie d'un interféromètre annulant muni d'une recombinaison, les faisceaux sont normalement superposés. Dans la pratique il existe toujours un petit décalage latéral entre les deux faisceaux. L'interféromètre n'est plus en teinte plate. Il y a des franges à l'entrée du dispositif de filtrage optique.

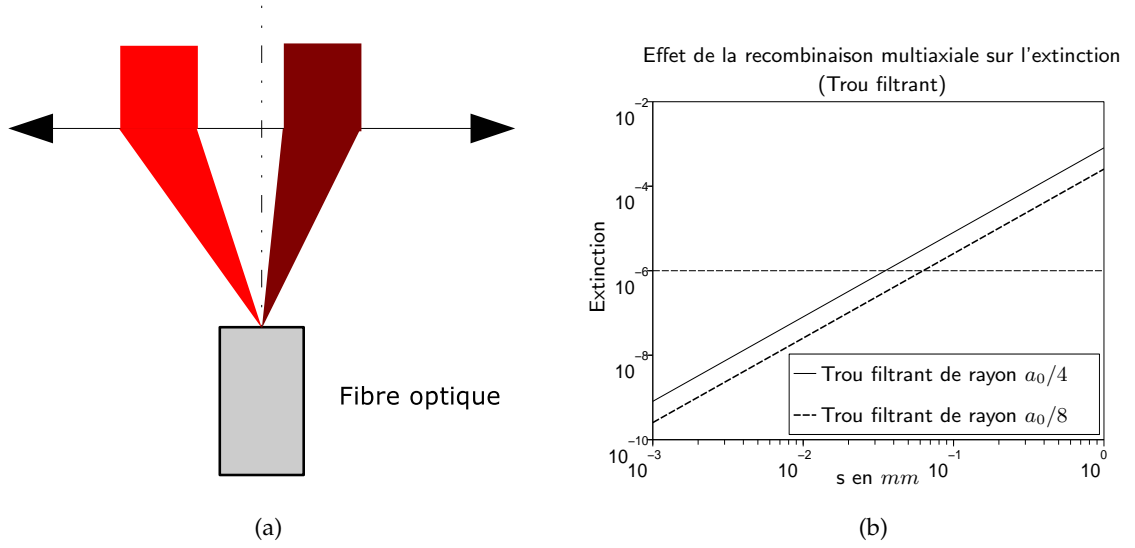


FIG. 3.7: (a) Schéma de principe de la recombinaison multi-axiale. (b) Effet du décalage des faisceaux dans le cas d'un trou filtrant. Le calcul a été fait pour $\lambda = 6 \mu\text{m}$ et un diamètre de faisceau de 15 mm.

La recombinaison multi-axiale peut être, non un défaut, mais une caractéristique de l'instrument. On peut en effet tout à fait recombinaisonner les faisceaux interférométriquement dans un guide d'onde et ne plus utiliser de dispositifs semi-réfléchissants (voir figure 3.7). Cela permet de simplifier l'optique de recombinaison de l'interféromètre.

Supposons que les deux faisceaux, sortant de l'interféromètre, sont circulaires et uniformes. Ils sont focalisés sur l'entrée du filtre optique. Le champ électrique E_{recomb} des deux faisceaux peut s'écrire :

$$E_{recomb} = \left[\text{disque}\left(\frac{r}{d}\right) \exp(i\varphi_1) \right] * \delta(x - x_1) + \left[\text{disque}\left(\frac{r}{d}\right) \exp(i\varphi_2) \right] * \delta(x - x_2) \quad (3.15)$$

Avec

- d : Diamètre des faisceaux
- x_1 : Décalage du faisceau 1 par rapport à l'axe optique
- x_2 : Décalage du faisceau 2 par rapport à l'axe optique
- $\text{disque}(r)$: Fonction qui vaut 1 sur un disque de rayon unité et 0 en dehors
- $\delta(x)$: Distribution de Dirac
- φ_1 : Phase du faisceau 1
- φ_2 : Phase du faisceau 2

Le passage au foyer équivaut à une transformée de Fourier du champ électrique au niveau de la pupille. Le nouveau champ électrique E_{inc} devient :

$$E_{inc} = 2\pi d^2 \left[\frac{J_1(\pi d \frac{r}{\lambda f})}{\pi d \frac{r}{\lambda f}} \right] \cos \left(\pi(x_2 - x_1) \frac{x}{\lambda f} + \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2} \right) \exp \left(i \left[\pi(x_2 + x_1) \frac{x}{\lambda f} + \frac{\varphi_2 + \varphi_1}{2} \right] \right) \quad (3.16)$$

Où J_1 est la fonction de Bessel de première espèce et d'ordre 1. On a $\varphi_2 - \varphi_1 = \pi$ donc

$$E_{inc} = -2\pi d^2 \left[\frac{J_1(\pi d \frac{r}{\lambda f})}{\pi d \frac{r}{\lambda f}} \right] \underbrace{\sin \left(\pi(x_2 - x_1) \frac{x}{\lambda f} \right)}_{\text{terme de modulation}} \underbrace{\exp \left(i\pi(x_2 + x_1) \frac{x}{\lambda f} \right)}_{\text{terme de tilt moyen}} \exp \left(i\frac{\varphi_2 + \varphi_1}{2} \right) \quad (3.17)$$

On pose $s = x_1 - x_2$, a_0 le rayon de la tache d'Airy, ξ un nombre sans dimension tel que $\frac{\xi}{a_0} = \frac{\pi d}{\lambda f}$ et $\Lambda = \frac{2\lambda f}{s}$, alors

$$I_{inc} = \left[2\pi d^2 \left[\frac{J_1(\xi \frac{r}{a_0})}{\xi \frac{r}{a_0}} \right] \sin \left(2\pi \frac{x}{\Lambda} \right) \right]^2 \quad (3.18)$$

La figure d'intensité observée au foyer de l'optique de couplage est une tache d'Airy modulée par des franges de période $\Lambda/2$. Ces franges vont diminuer la profondeur de l'extinction. L'effet sur l'extinction dépend du type de filtrage optique employé.

3.3.3.1 Cas du filtrage spatial

Dans ce cas seule une partie de la figure d'interférence est transmise au détecteur. Cette partie est celle qui passe dans le disque de rayon r_0 du trou de filtrage. Le détecteur voit donc :

$$\iint \left[\frac{J_1(\xi \frac{r}{a_0})}{\xi \frac{r}{a_0}} \right]^2 \sin^2 \left(2\pi \frac{x}{\Lambda} \right) \text{disque} \left(\frac{r}{r_0} \right) r dr d\theta \quad (3.19)$$

L'extinction devient

$$N = \frac{\iint \left[\frac{J_1(\xi \frac{r}{a_0})}{\xi \frac{r}{a_0}} \right]^2 \sin^2 \left(2\pi \frac{x}{\Lambda} \right) \text{disque} \left(\frac{r}{r_0} \right) r dr d\theta}{\iint \left[\frac{J_1(\xi \frac{r}{a_0})}{\xi \frac{r}{a_0}} \right]^2 \cos^2 \left(2\pi \frac{x}{\Lambda} \right) \text{disque} \left(\frac{r}{r_0} \right) r dr d\theta} \quad (3.20)$$

La figure 3.7 page précédente montre une évaluation numérique de cet effet. **Dans le cas d'un filtrage spatial, il faut que la superposition soit meilleure que 1/100 mm** pour avoir une extinction de 10^{-6} dans le cas d'un trou filtrant du quart de la tache de diffraction. Cette tolérance peut être relaxée à la condition que l'on perde du flux, en diminuant le diamètre du trou filtrant.

3.3.3.2 Cas du filtrage modal

Dans ce cas, la situation est une fois de plus simplifiée, grâce aux propriétés du filtrage modal. Le flux couplé dans le guide d'onde est donné par la projection du champ électrique incident sur l'unique mode que peut transmettre le guide d'onde. Dans le cas d'une fibre optique ce mode est à symétrie cylindrique. Le champ électrique incident lui est anti-symétrique. La projection de l'un sur l'autre est nulle.

Le taux de couplage dans une fibre optique est donné par :

$$\eta = \frac{\left| \iint E_{inc} E_{fibre}^* dA \right|^2}{\iint |E_{fibre}^2| dA \iint |E_{inc}^2| dA} \quad (3.21)$$

Pour obtenir un couplage nul dans le guide d'onde, et donc une extinction parfaite, il faut conserver l'anti-symétrie du champ électrique incident. Tout décentrage de la fibre par rapport à l'axe optique de l'optique d'injection ou tout tilt du faisceau revient à dégrader le taux d'extinction. Cependant dans la plupart des cas il est possible de rétablir la symétrie en modifiant la différence de marche entre les deux faisceaux. Ce mode de recombinaison ne modifie en rien la sensibilité de l'instrument aux défauts d'intensité ou de phase.

Pour que ce dispositif fonctionne, il faut que la ligne à retard ait un mouvement très pur de translation, sinon les compensations effectuées par la ligne à retard seront annulées par les effets des défauts de la translation. Plus la distance entre les faisceaux est grande (plus s est grand), meilleure doit être la précision de la translation.

3.4 Effets de la polarisation

Dans l'analyse des différents effets qui ont été présentés jusqu'à présent, les champs électriques ont toujours été considérés comme scalaires. Cette approximation est correcte tant que les effets considérés sont isotropes et tant que l'approximation de l'optique géométrique est vérifiée. On ne peut pas négliger l'aspect vectoriel de la lumière dans un interféromètre annulant. Il a déjà été vu au paragraphe 3.2.4 qu'il est nécessaire que les deux faisceaux de l'interféromètre aient une grande symétrie de leur état de polarisation. Dans ce paragraphe nous analyserons les causes de ces dissymétries, et nous en évaluerons les effets. Nous allons en particulier nous intéresser aux effets polarisants des réflexions et transmissions sur les différentes surfaces optiques, ainsi qu'aux divers effets géométriques.

3.4.1 Conventions

L'étude de la polarisation est l'étude du vecteur champ électrique de l'onde lumineuse. Les conventions utilisées dans ce manuscrit pour la description du champ électrique sont les suivantes :

$$E = \vec{E}_0 \exp \left(-i\omega \left(t - \frac{\tilde{n} \vec{u} \cdot \vec{r}}{c} \right) \right) \quad (3.22)$$

Où $\frac{\tilde{n} \vec{u}}{c}$ est le vecteur d'onde

L'indice de réfraction complexe est noté $\tilde{n} = n + ik$ avec k positif pour un matériau absorbant.

La convention pour écrire les formules de Fresnel est donnée figure 3.8 et donne les formules suivantes où r_s, r_p, t_s, t_p sont les coefficients de transmission et de réflexion pour les polarisations s et p

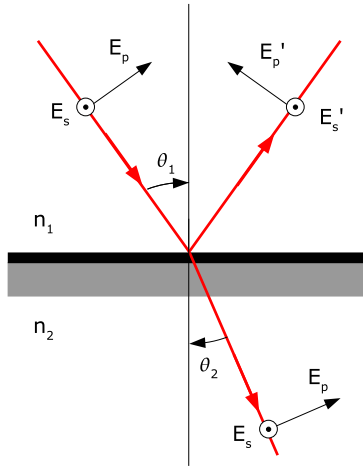


FIG. 3.8: Schéma illustrant la convention choisie pour exprimer les coefficients de Fresnel. La direction des vecteurs indique le sens positif.

$$r_s = -\frac{\sin(\theta_1 - \theta_2)}{\sin(\theta_1 + \theta_2)} \quad (3.23)$$

$$r_p = \frac{\tan(\theta_1 - \theta_2)}{\tan(\theta_1 + \theta_2)} \quad (3.24)$$

$$t_s = \frac{2 \sin(\theta_2) \cos(\theta_1)}{\sin(\theta_1 + \theta_2)} \quad (3.25)$$

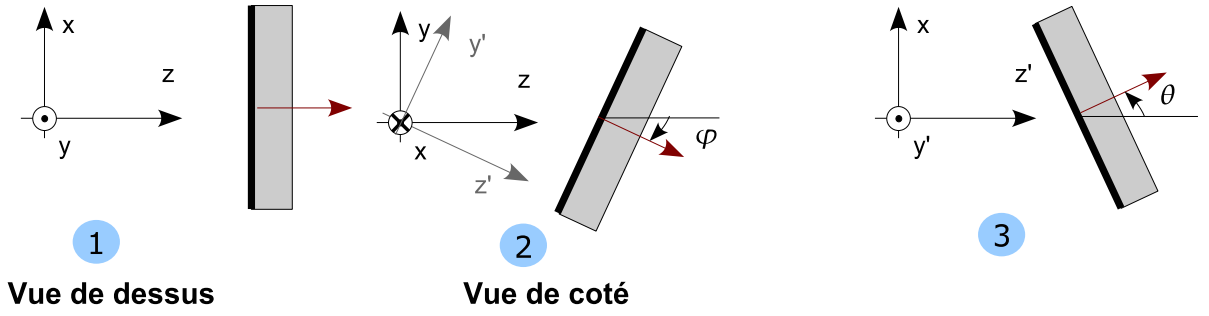


FIG. 3.9: Conventions d'orientation absolue pour une surface optique. On utilise la direction de la normale arrière à la surface, et on décrit son orientation par deux angles φ et θ .

$$t_p = \frac{2 \sin(\theta_2) \cos(\theta_1)}{\sin(\theta_1 + \theta_2) \cos(\theta_1 + \theta_2)} \quad (3.26)$$

Dans la suite de ce paragraphe il est nécessaire de donner l'orientation absolue des surfaces optiques ainsi que d'expliciter de petits désalignements. Pour cela, dans toute la suite les conventions de la figure 3.9 seront utilisées.

Jusqu'au paragraphe 3.4.6 nous ferons l'hypothèse que les faisceaux en sortie de l'interféromètre sont parallèles. Pour considérer l'effet des désalignements, la solution retenue est de désaligner un bras de l'interféromètre, puis l'autre et de compenser le défaut d'orientation entre les deux bras en orientant la dernière surface réfléchissante du deuxième bras afin de rendre les faisceaux de sortie des deux bras parallèles. Nous en verrons au paragraphe 3.4.6 la justification.

3.4.2 Modèle de Jones

Pour faciliter les calculs et permettre des études systématiques, il est pratique d'utiliser le formalisme de Jones (Born et E. (1999)). Le vecteur champ électrique est représenté par un vecteur à deux composantes complexes dans le plan orthogonal au faisceau. Ce modèle est donc limité à des ondes planes ou quasi planes. Il existe une autre représentation matricielle de la polarisation, la notation de Stokes (Born et E. (1999)). Cependant cette notation basée sur des intensités mesurables ne conserve pas la phase naturellement (cela est cependant possible moyennant une extension du formalisme, voir Elias et al. (2004)).

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \quad (3.27)$$

Toute modification de l'état de polarisation peut se représenter sous la forme d'une matrice carrée à quatre éléments. Par exemple la réflexion sur une surface métallique est représentée de la façon suivante :

$$\mathbf{E}_{\text{aref}} = \text{Rot}(\beta) \begin{bmatrix} r_p(\theta, \varphi, \lambda) & 0 \\ 0 & r_s(\theta, \varphi, \lambda) \end{bmatrix} \text{Rot}(-\beta) \cdot \mathbf{E}_{\text{ini}} \quad (3.28)$$

avec

- $\text{Rot}(\beta)$: Matrice de rotation d'un angle β
- β : Angle entre la normale au plan d'incidence et l'axe des y
- r_s, r_p : Coefficients de Fresnel

Dans cette représentation pour calculer l'état de polarisation d'un faisceau ayant parcouru un système optique, il suffit d'effectuer le produit des matrices représentant chaque élément optique :

$$\mathbf{E}_{\text{final}} = \prod_{i=n}^1 M_i \mathbf{E}_{\text{ini}} \quad (3.29)$$

Cette représentation ne permet pas de représenter la lumière non polarisée. Pour étudier ce cas il faut étudier les effets sur deux polarisations orthogonales et incohérentes entre elles.

3.4.3 Déphasage différentiel

Les coefficients de Fresnel dépendent de l'angle d'incidence en phase et en amplitude. Une dissymétrie d'incidence entre les bras d'un interféromètre provoque donc une dissymétrie de polarisation. De plus les déphasages pour la polarisation s et la polarisation p sont des grandeurs différentes et chromatiques. Il n'est donc pas possible de les compenser entièrement par une correction sur la longueur totale des chemins optiques (ajustement de la ligne à retard).

Pour illustrer le problème nous considérerons un interféromètre simplifié (voir figure 3.10) dans lequel chaque bras est constitué de 2 miroirs parallèles. Les faisceaux sont recombinaés par des optiques parfaites qui ne modifient pas la polarisation. Supposons que dans les deux bras les incidences sont différentes.

Soit θ_i , l'incidence sur le premier miroir dans le bras i . Alors l'incidence sur le deuxième miroir du bras est aussi θ_i puisque les miroirs sont parallèles (angles alternes/internes). Pour la polarisation selon la direction des y on peut écrire la transformation suivante :

$$E_i^{y\text{final}} = \begin{bmatrix} r_p(\theta_i) & 0 \\ 0 & r_s(\theta_i) \end{bmatrix}^2 \begin{bmatrix} 0 \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ r_s(\theta_i)^2 E_y \end{bmatrix} \quad (3.30)$$

De même la polarisation selon l'axe des x devient :

$$E_i^{x\text{final}} = \begin{bmatrix} r_p(\theta_i)^2 E_x \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.31)$$



FIG. 3.10: A gauche, schéma d'un bras d'interféromètre utilisé pour illustrer l'effet du déphasage différentiel. A droite convention angulaire utilisée pour le calcul

Si le déphasage entre les deux bras est nul, alors l'intensité vue par le détecteur s'écrit :

$$I_{max} = \left| E_1^{xfinal} + E_2^{xfinal} \right|^2 + \left| E_1^{yfinal} + E_2^{yfinal} \right|^2 \quad (3.32)$$

$$= E_x^2 [r_p^2(\theta_1) + r_p^2(\theta_2)]^2 + E_y^2 [r_s^2(\theta_1) + r_s^2(\theta_2)]^2 \quad (3.33)$$

Dans le cas où le déphasage entre les deux bras est π on a

$$I_{min} = E_x^2 [r_p^2(\theta_1) - r_p^2(\theta_2)]^2 + E_y^2 [r_s^2(\theta_1) - r_s^2(\theta_2)]^2 \quad (3.34)$$

Supposons $\theta_2 = \theta_1 + d\theta$, alors

$$r_{p/s}(\theta_2) = r_{p/s}(\theta_1) + \frac{dr_{p/s}}{d\theta}(\theta_1)d\theta \quad (3.35)$$

Alors au premier ordre

$$I_{min} = E_x^2 \left(2r_p(\theta_1) \frac{dr_p}{d\theta}(\theta_1) \right)^2 d\theta^2 + E_y^2 \left(2r_s(\theta_1) \frac{dr_s}{d\theta}(\theta_1) \right)^2 d\theta^2 \quad (3.36)$$

On peut donc écrire l'extinction obtenue (On suppose $E_x = E_y = E_0$) :

$$N = \frac{\left(2r_p(\theta_1) \frac{dr_p}{d\theta}(\theta_1) \right)^2 + \left(2r_s(\theta_1) \frac{dr_s}{d\theta}(\theta_1) \right)^2}{[r_p^2(\theta_1) + r_p^2(\theta_2)]^2 + [r_s^2(\theta_1) + r_s^2(\theta_2)]^2} d\theta^2 \quad (3.37)$$

On peut remarquer que l'extinction est proportionnelle au carré de la valeur de la différence d'angle d'incidence $d\theta$ (désalignement). Cette propriété est générale quel que soit le type de désalignement et le nombre de miroirs.

On peut aussi remarquer que cet effet de défaut de phase différentiel est chromatique. En effet les coefficients de Fresnel dérivent directement de l'indice de réfraction des matériaux.

Peut-on compenser ce défaut de phase par un mouvement de la ligne à retard ? Si on ajoute une compensation de la ligne à retard (ddm), on obtient pour I_{min} la formule suivante :

$$I_{min} = E_x^2 \left[r_p^2(\theta_1) - r_p^2(\theta_2) \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} ddm\right) \right]^2 + E_y^2 \left[r_s^2(\theta_1) - r_s^2(\theta_2) \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} ddm\right) \right]^2 \quad (3.38)$$

Des simulations numériques (voir figure 3.11) montrent que *l'amélioration apportée par une compensation de la ligne à retard est faible voire nulle*, en effet les variations de phase pour les polarisations s et pour p sont différentes.

Cela change complètement dans le cas où on ne considère qu'une seule polarisation (on met un polariseur avant le détecteur). Dans ce cas on obtient une extinction *deux ordres de grandeurs meilleures* en effectuant une correction avec la ligne à retard.

3.4.4 Rotation de polarisation

La cause majeure de rotation de polarisation est géométrique. Pour la mettre en évidence nous allons étudier deux cas d'interféromètres (figure 3.12, page 3.12), similaires à celui envisagé au paragraphe précédent. Les angles d'incidence sont de 45 degrés. Cette fois-ci nous considérerons des rotations autour de l'axe horizontal des miroirs (rotations d'un angle $d\varphi$ dans la convention de la figure 3.9).

Nous verrons successivement l'interféromètre de type 1, puis celui de type 2 pour montrer qu'ils ont un comportement différent.

3.4.4.1 Type 1

Le bras 1 reste parfaitement aligné. Dans le bras 2, les deux miroirs sont tiltés respectivement de $d\varphi$ et $-d\varphi$, de façon à ce que la direction du faisceau de sortie soit la même que dans le bras 1.

Dans le repère (x, y, z) , la normale arrière au premier miroir est :

$$\vec{n}_1 = \begin{bmatrix} \cos d\varphi \sin \theta \\ -\sin d\varphi \\ \cos d\varphi \cos \theta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(d\varphi) \frac{\sqrt{2}}{2} \\ -\sin(d\varphi) \\ \cos(d\varphi) \frac{\sqrt{2}}{2} \end{bmatrix} \simeq \begin{bmatrix} \frac{\sqrt{2}}{2} \\ -d\varphi \\ \frac{\sqrt{2}}{2} \end{bmatrix} \quad (3.39)$$

Le rayon incident \vec{r} est :

$$\vec{r}_i = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (3.40)$$

On peut donc calculer l'angle d'incidence du rayon sur la surface grâce au produit scalaire de ces deux vecteurs.

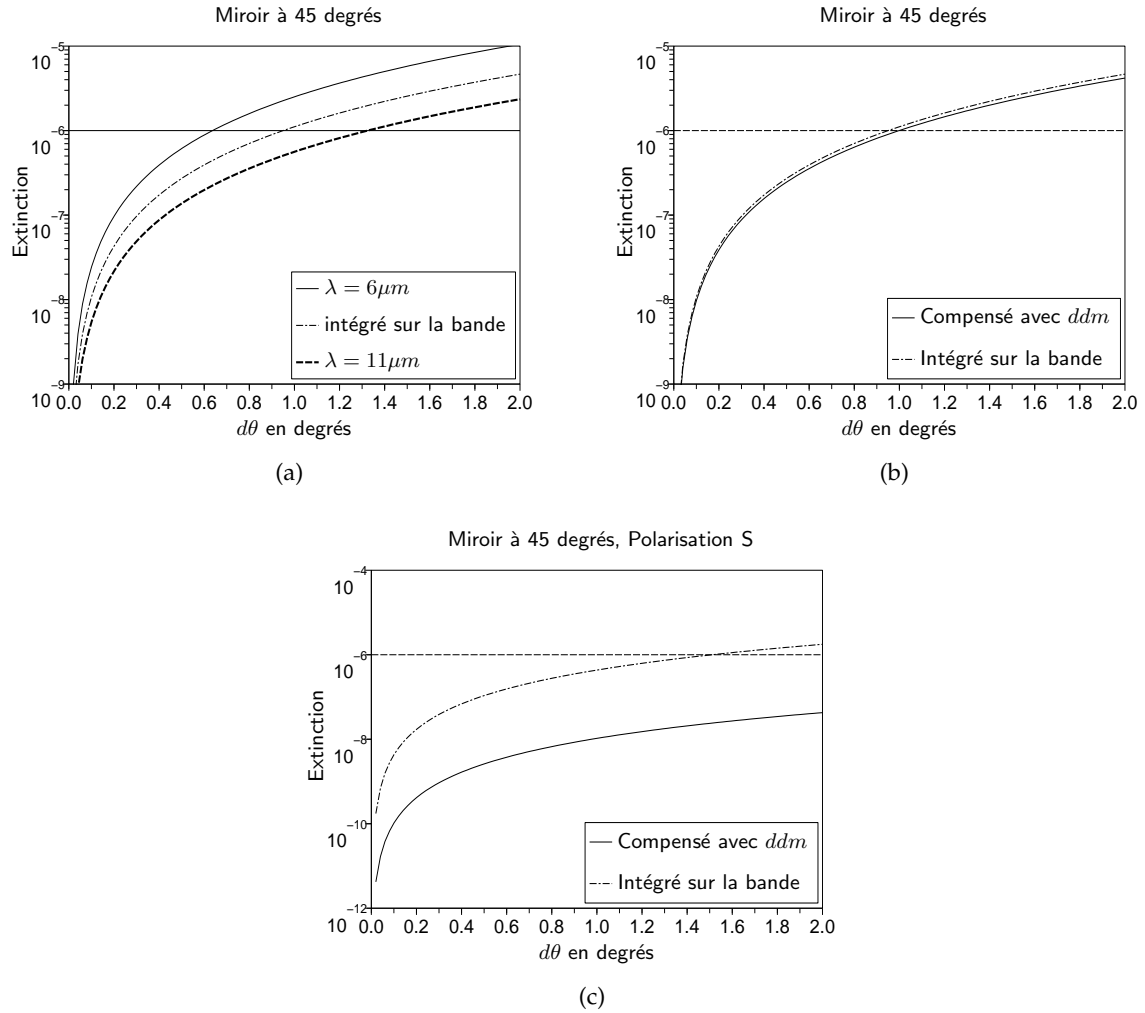


FIG. 3.11: Figure donnant des évaluations numériques de l'effet d'un tilt selon θ pour un interféromètre du type de la figure 3.10. Pour tous les graphiques la bande de longueur d'onde considérée est $6 - 11 \mu\text{m}$ avec des miroirs en or non protégés (modèle d'un miroir en or massif occupant un espace semi-infini). (a) Extinction en fonction de θ pour un miroir à 45 degrés à diverses longueurs d'onde dans le cas d'une lumière non polarisée. (b) Extinction en fonction de θ pour un miroir à 45 degrés, comparaison des cas avec et sans compensation avec la ligne à retard. (c) Extinction en fonction de θ pour un miroir à 45 degrés, la lumière est polarisée s par rapport aux miroirs, comparaison des cas avec et sans compensation de la ligne à retard.

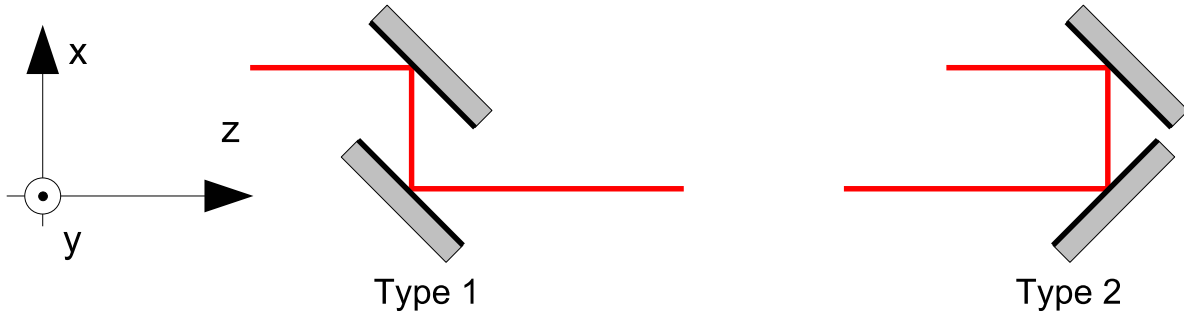


FIG. 3.12: Schéma des deux types de bras d'interféromètres considérés pour mettre en évidence les causes géométriques de la rotation de polarisation.

$$i = a \cos\left(\frac{\sqrt{2}}{2} \cos(d\varphi)\right) \quad (3.41)$$

Comme $d\varphi$ est du premier ordre on a

$$i = +\frac{\pi}{4} + \frac{d\varphi^2}{2} \quad (3.42)$$

Lors d'une rotation de $d\varphi$ la variation de l'angle d'incidence est du second ordre (vrai quand l'angle d'incidence est de 45 degrés). Cette variation d'incidence sera négligée dans la suite de ce paragraphe.

La rotation de $d\varphi$ provoque une rotation du plan d'incidence. Par conséquent le repère dans lequel s'exprime la polarisation, n'est plus celui dans lequel les coefficients de Fresnel sont écrits. Il faut donc faire le changement de repère qui nous mène à l'équation 3.28. À l'aide de produits vectoriels et scalaires il est possible de calculer β l'angle de rotation du repère de polarisation :

\vec{v} est le vecteur unitaire normal au rayon incident et coplanaire avec le miroir.

$$\vec{v} = \frac{\vec{r} \wedge \vec{n}}{\|\vec{r} \wedge \vec{n}\|} = \frac{1}{\sqrt{\sin^2 d\varphi + \cos^2 d\varphi \sin^2 \theta}} \begin{bmatrix} -\sin \varphi \\ \cos \varphi \sin \theta \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.43)$$

l'angle β est l'angle entre \vec{y} et \vec{v}

$$\vec{y} \wedge \vec{v} = \sin \beta \vec{z} = \frac{\sin d\varphi}{\sqrt{\sin^2 d\varphi + \cos^2 d\varphi \sin^2 \theta}} \vec{z} \quad (3.44)$$

$$\beta = \arcsin \left(\frac{\sin d\varphi}{\sqrt{\sin^2 d\varphi + \cos^2 d\varphi \sin^2 \theta}} \right) \quad (3.45)$$

Comme $d\varphi$ est petit et $\theta = \pi/4$:

$$\beta_1 = \sqrt{2}d\varphi \quad (3.46)$$

Le champ électrique après le premier miroir est donc (exprimé dans la base $[\vec{r}' \wedge \vec{v}', \vec{v}']$)

$$\mathbf{E}_1 = \begin{bmatrix} r_p & 0 \\ 0 & r_s \end{bmatrix} \text{rot}(\beta) \cdot \mathbf{E}_{\text{ini}} \quad (3.47)$$

$$\simeq \begin{bmatrix} r_p & -\beta_1 r_p \\ \beta_1 r_s & r_s \end{bmatrix} \mathbf{E}_{\text{ini}} \quad (3.48)$$

La direction rayon après le premier miroir est au premier ordre

$$\vec{r}_2 = \begin{bmatrix} -1 \\ \sqrt{2}d\varphi \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.49)$$

La normale arrière au deuxième miroir est

$$\vec{n}_2 = \begin{bmatrix} -\frac{\sqrt{2}}{2} \\ d\varphi \\ -\frac{\sqrt{2}}{2} \end{bmatrix} \quad (3.50)$$

Le nouvel angle de rotation après le deuxième miroir est :

$$\beta_2 = 0 \quad (3.51)$$

Le champ électrique en sortie d'interféromètre est donc (dans la base $[\vec{r}' \wedge \vec{v}', \vec{v}']$) :

$$\mathbf{E}_2 = \begin{bmatrix} r_p & -\beta_1 r_p^2 \\ \beta_1 r_s^2 & r_s \end{bmatrix} \mathbf{E}_{\text{ini}} \quad (3.52)$$

Dans la base $[\vec{x}, \vec{y}]$ le champ électrique s'écrit :

$$\mathbf{E}_2 = \begin{bmatrix} r_p^2 & \beta_1 (r_s^2 - r_p^2) \\ \beta_1 (r_s^2 - r_p^2) & r_s^2 \end{bmatrix} \mathbf{E}_{\text{ini}} \quad (3.53)$$

L'équation 3.53 s'interprète comme une rotation de la polarisation. De plus si $d\varphi$ est nul on retrouve le cas parfaitement aligné.

I_{min} s'écrit alors :

$$I_{min} = E_x^2 \left| r_p^2 - r_s^2 - \sqrt{2}d\varphi (r_s^2 - r_p^2) \right|^2 + E_y^2 \left| r_s^2 - r_p^2 - \sqrt{2}d\varphi (r_s^2 - r_p^2) \right|^2 \quad (3.54)$$

L'extinction obtenue est donc :

$$N = \frac{|r_p^2 - r_s^2|^2}{|r_s^2|^2 + |r_p^2|^2} d\varphi^2 \quad (3.55)$$

3.4.4.2 Type 2

L'extinction atteinte par cet interféromètre devient :

$$N = \frac{|r_p^2 + r_s^2|^2}{|r_p^2|^2 + |r_s^2|^2} d\varphi^2 \quad (3.56)$$

3.4.4.3 Conclusion sur la rotation de polarisation

Les deux formules 3.55 et 3.56 donnent des ordres de grandeurs différents pour l'extinction car r_s et r_p ont des valeurs voisines : pour une réflexion à 45° sur de l'or, à $6 \mu m$, $r_s = -0,99 - 0,04i$ et $r_p = 0,99 + 0,08i$.

Dans le cas de l'interféromètre de type 1, la rotation de polarisation est compensée par le deuxième miroir, et dans l'autre elle est amplifiée. On peut voir cela sur la figure 3.13. Il existe donc des configurations optiques qui sont plus sensibles que d'autres aux effets de rotations de polarisation.

L'effet est toujours chromatique (voir figure 3.13), à cause de la dispersion des matériaux. Cependant l'effet du chromatisme est faible au regard de celui de la géométrie.

3.4.5 Modélisation numérique de systèmes complets

Nous l'avons vu, évaluer les effets de la polarisation peut s'avérer fastidieux même pour des systèmes optiques simples. Disposer d'outils de simulation s'avère donc indispensable pour des systèmes plus complexes. Dans ce paragraphe nous décrivons les outils utilisés et développés pour cela.

Évaluer les effets de la polarisation nécessite de pouvoir effectuer les calculs suivants :

- Calcul du coefficient de réflexion en fonction de l'incidence, de la longueur d'onde et des matériaux employés

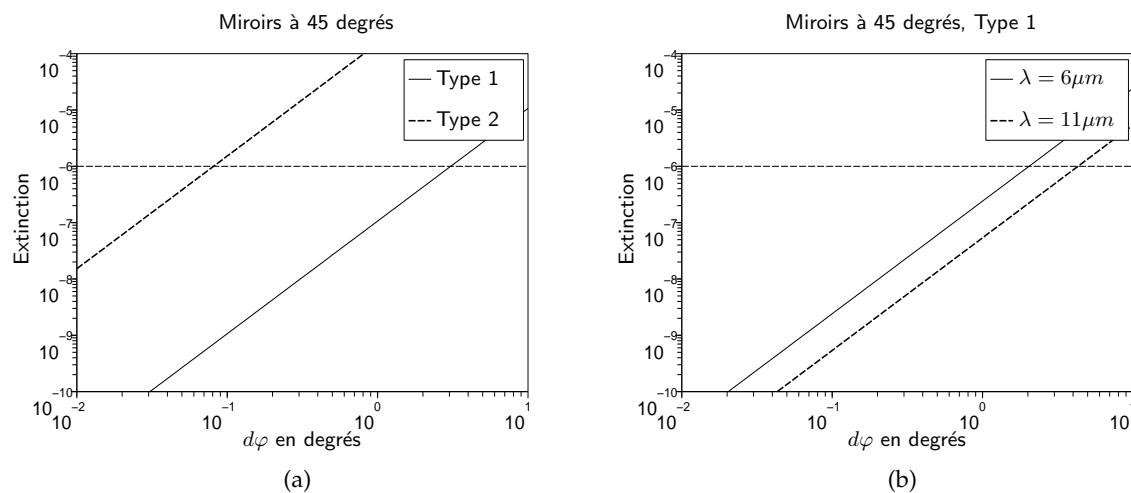


FIG. 3.13: Figure donnant une application numérique de l'effet d'un tilt selon $d\varphi$ des miroirs de la figure 3.12. Pour tous les graphiques la bande de longueur d'onde considérée est $6 - 11 \mu\text{m}$ avec des miroirs en or non protégés (modèle d'un miroir en or massif occupant un espace semi-infini). (a) Extinction en fonction de $d\varphi$ pour des miroirs à 45 degrés. Comparaison des bras d'interféromètre de type 1 et de type 2 (b) Extinction en fonction de θ pour un miroir à 45 degrés, Bras de type 1, Extinction à plusieurs longueurs d'ondes.

- Calcul de la direction des faisceaux en fonction de l'orientation des surfaces optiques
- Calcul des vecteurs de Jones à 3 dimensions
- Calcul des états d'interférence

Les logiciels de simulation optique commerciaux proposent en général ces fonctions, mais il n'est pas toujours aisé de les mettre en œuvre. Ainsi j'ai utilisé le logiciel ZEMAX (www.zemax.com), mais un certain nombre de parti pris dans l'implémentation de ce logiciel rendent mal-aisé son utilisation pour faire les simulations de polarisation :

- La géométrie des surfaces optiques n'est exprimée que dans des repères relatifs d'une surface à l'autre. Il n'est pas toujours simple de revenir dans le repère initial (il y a des passages de base directe à indirecte en présence de miroirs)
- Les vecteurs de Jones disponibles en sortie du programme tiennent compte de la propagation : la phase du champ électrique dépend de la distance parcourue par le rayon. Il faut donc implémenter une correction de différence de marche pour évaluer les effets de la polarisation.

Pour ces raisons, et puisqu'un programme assez proche de ces besoins était à disposition, j'ai adapté ce programme aux besoins de l'interférométrie annulante. La mise en place du programme s'est faite lors d'un projet de fin d'étude avec Guillaume Foucaud, un camarade de l'ESO. La mise au point, et les tests ont eu lieu pendant ma thèse. Dans la suite ce programme sera nommé JONES.

3.4.5.1 Fonctionnement de JONES

Le programme a été développé dans un langage de programmation de haut niveau SCILAB* (un clone libre de MATLAB†). Le programme contient trois modules interdépendants :

- Un module qui, pour un système optique donné, calcule le vecteur de Jones à 3 dimensions,
- Un module qui gère la liaison physique entre les différentes surfaces (par exemple les deux faces d'une séparatrice),
- Un module statistique qui permet de calculer des tolérances par la méthode de Monte-Carlo.

Seul ce dernier module mérite une description car c'est de lui dont dépend la façon dont sont exprimés les résultats des calculs.

Pour un système donné on cherche à calculer une tolérance de désalignement acceptable (en θ et en φ). Pour évaluer cette tolérance le programme évalue l'extinction atteinte à divers niveaux de désalignements par méthode de Monte-carlo, puis utilise le fait que quel que soit les désalignements, la loi qui relie l'amplitude des désalignements (supposés égaux pour toutes les surfaces) et l'extinction est de la forme

$$N = K d\theta^2 \quad (3.57)$$

Où $d\theta$ est l'amplitude du désalignement.

Cette loi a été démontrée pour des cas particuliers dans les paragraphes précédents, elle n'a pas été démontrée de façon générale. Par contre elle a été empiriquement vérifiée dans toutes les simulations qui ont été effectuées.

Le programme sert donc à évaluer la constante K . Pour cela il suffit d'évaluer l'extinction pour différents désalignements. Le moyen retenu est la méthode de Monte-Carlo : Pour une amplitude de désalignement donnée $d\theta$, le programme fait un grand nombre de tirages aléatoires sur la direction des différentes optiques. Ces tirages sont effectués avec une loi uniforme sur $[\pm d\theta]$. La valeur retenue pour l'extinction est la moyenne plus deux fois l'écart-type des extinctions trouvées lors du tirage. Vue la statistique des résultats obtenus par ce tirage, on s'assure ainsi d'avoir une valeur qui majore à 90 % les valeurs d'extinction trouvées lors du tirage (voir figure 3.14).

La constante K est alors calculée par ajustement aux moindres carrés des valeurs retenues lors des différents tirages.

Il est à noter que la lenteur du système limite un peu la précision des résultats obtenus (faire 10×30 tirages prends 5 minutes). On pourrait probablement accélérer le temps de calcul en récrivant le programme avec un langage de plus bas niveau. Il y a une imprécision dans les résultats obtenus pour la valeur de K .

Le programme effectue un nombre n limité de tirages, les estimations de la moyenne et de l'écart type de l'extinction sont obtenus avec une certaine imprécision. L'extinction retenue par le programme pour un désalignement donné est :

$$N_\theta = \overline{N} + 2\sigma_N \quad (3.58)$$

*Logiciel développé par l'I.N.R.I.A et l'E.N.P.C www.scilab.org

†Logiciel développé par The MathWorks Company

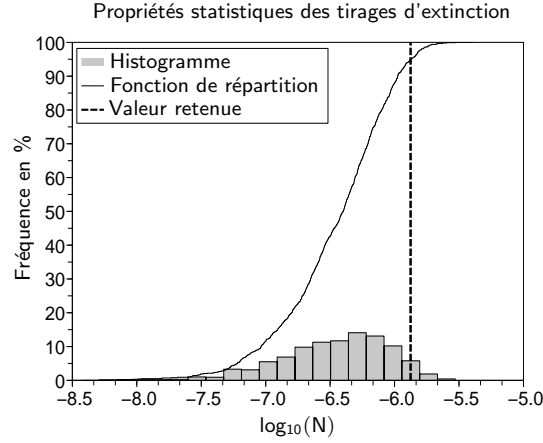


FIG. 3.14: Figure qui illustre les propriétés statistiques des tirages d'extinction à désalignement donné. La valeur retenue est la moyenne de la distribution plus 2 fois l'écart-type, et cela assure que la valeur retenue est un majorant de plus de 90% des tirages.

où

$$\bar{N} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n N_i \quad (3.59)$$

et

$$\sigma_N^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (N_i - \bar{N})^2 \quad (3.60)$$

\bar{N} est un estimateur de la moyenne la précision avec laquelle il est obtenu est

$$\Delta \bar{N} = \frac{\sigma_N}{\sqrt{n}} \quad (3.61)$$

σ_N est un estimateur de l'écart type de l'extinction. La précision avec laquelle il est obtenu peut être estimé grâce à l'écart type sur la variable aléatoire σ_N . D'après Protassov (2002),

$$\Delta \sigma_N = \left(\frac{n-1}{n^3} \left(\mu_4 - \frac{n-3}{n-1} \mu_2^2 \right) \right)^{\frac{1}{4}} \quad (3.62)$$

où μ_2 et μ_4 sont les moments centrés d'ordre 2 et 4 de N . Dans la pratique on peut utiliser des estimateurs de μ_2 et μ_4 :

$$\mu_2 \simeq \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (N_i - \bar{N})^2 \quad (3.63)$$

$$\mu_4 \simeq \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (N_i - \bar{N})^4 \quad (3.64)$$

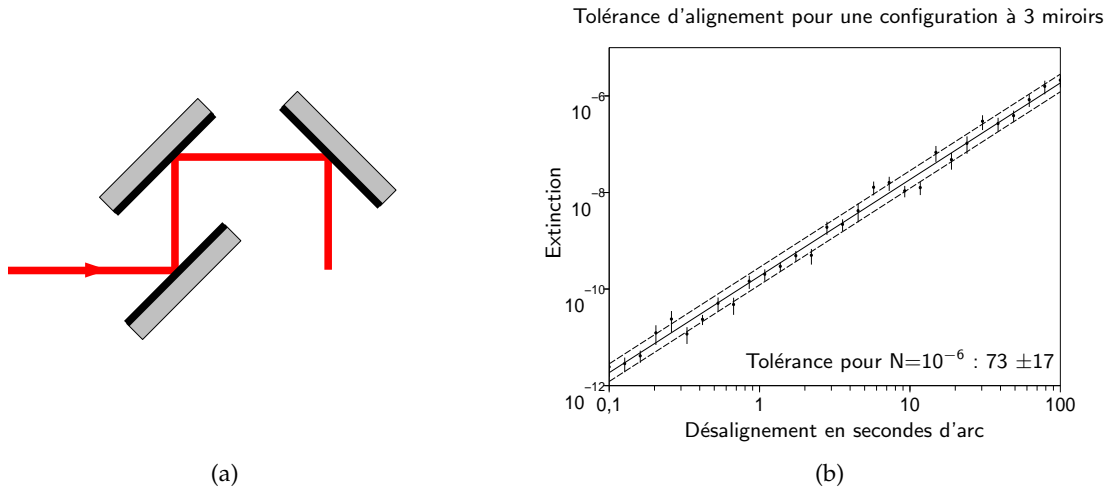


FIG. 3.15: Figure illustrant un résultat typique en sortie du programme de simulation des défauts de polarisation JONES. (a) Le système simulé est une configuration à 3 miroirs en or non protégé (b) Résultats de la simulation pour 30 désalignements et 15 tirages des orientations des miroirs par désalignement. La tolérance d'alignement est de ± 77 secondes d'arc. Cette tolérance est obtenue avec une précision de 25%.

L'erreur commise sur N_θ est donc :

$$\Delta N_\theta = \Delta \bar{N} + 2\Delta\sigma_N \quad (3.65)$$

K est ensuite obtenu par ajustement au moindre-carré d'une droite (en $\log(N)/\log(dsalignement)$, les désalignements sont échantillonnés régulièrement en log). La figure 3.15 montre un résultat typique en sortie du programme de simulation. On peut alors calculer l'incertitude que l'on a sur K de façon classique (voir Protassov (2002)). Une étude plus poussée pourrait peut-être permettre d'augmenter la précision effective du calcul de tolérance à nombre de tirage constant.

3.4.5.2 Validation des simulations

La validation, du programme a été longue. Plusieurs voies ont été explorées pour effectuer la validation. La première a consisté à tenter de refaire les mêmes calculs avec le logiciel ZEMAX. Cela a été possible malgré les difficultés déjà décrites. Les résultats obtenus par les deux logiciels sont similaires :

- Sur des systèmes déterminés les états de polarisation en sortie sont égaux (à la constante de propagation près)
- Sur des simulations de Monte-Carlo les résultats diffèrent un peu car la manière d'orienter les surfaces est différente dans les deux logiciels. C'est cependant tout à fait explicable.

Le programme a d'autre part été validé par calcul analytique. Je suis reconnaissant à M. Claude Valette pour avoir effectué des calculs analytiques si fastidieux et d'ainsi avoir permis notre (à lui et à moi) meilleure compréhension du phénomène.

| | SYNAPSE | | NULLTIMATE APS-FC | NULLTIMATE APS-DP | NULLTIMATE APS-FR |
|---------------|-------------------|-------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| $2\ \mu m$ | ± 50 secondes | $6\ \mu m$ | ± 32 secondes | ± 38 secondes | ± 42 secondes |
| $2,5\ \mu m$ | ± 46 secondes | $11\ \mu m$ | ± 28 secondes | ± 35 secondes | ± 40 secondes |
| $3,39\ \mu m$ | ± 43 secondes | $18\ \mu m$ | ± 33 secondes | ± 38 secondes | ± 43 secondes |

TAB. 3.2: Tableau donnant les tolérances en secondes d'arc pour l'alignement, des bancs d'interférométrie SYNAPSE et NULLTIMATE dans ces différentes configurations (APS-FC : déphaseur à passage par le foyer, APS-FR : déphaseur à retournement du champ électrique, APS-DP : déphaseur à lames dispersives). **La tolérance donnée dans ce tableau est à comprendre comme le demi-angle de désalignement possible pour avoir une extinction de 10^{-6} .** La précision obtenue sur les tolérances ci-dessus est de 20%. Pour avoir la tolérance d'alignement pour d'autres niveaux d'extinction, il faut utiliser la loi $N = Kd\theta^2$, Par exemple, la tolérance pour avoir une extinction de 10^{-5} sur le banc SYNAPSE est de ± 160 secondes d'arc

Ces deux méthodes de validation montrent que les calculs effectués par le programme sont justes mathématiquement et non qu'ils représentent des phénomènes physiques réels. La validation expérimentale de ce modèle est pour l'instant difficile à faire, en effet mesurer les polarisations dans les bras d'un interféromètre annulant à la précision requise n'est pas évident. Il faudrait sans doute faire des désalignements importants pour obtenir des effets facilement mesurables.

On peut tout de même apporter certaines confirmations :

- Weber (2004) dans sa thèse a montré expérimentalement l'effet de rotation de polarisation d'un miroir tilté selon φ
- Brachet (2005) sur le banc d'interférométrie SYNAPSE, a obtenu des taux d'extinction de $N = 2 \times 10^{-4}$ pour un alignement global du banc entre la minute d'arc et la dizaine de minutes d'arc. En supposant que l'extinction soit limitée par la polarisation (ce qui n'est probablement pas le cas et sera vérifié dans le futur à l'aide de polariseurs) alors on trouve des tolérances d'alignement pour avoir $N = 10^{-6}$ entre ± 12 secondes d'arc et ± 120 secondes d'arc. Cela est tout à fait compatible avec les résultats fournis par le modèle.

3.4.5.3 Application

Ce modèle de polarisation a été utilisé pour calculer les tolérances d'alignement de différents bancs d'interférométrie annulante : en particulier pour le banc SYNAPSE (Brachet (2005)) et le banc d'interférométrie NULLTIMATE qui est l'objet du prochain chapitre. Ces deux bancs présentent la caractéristique d'être des configurations optiques non auto-compensé pour la rotation de polarisation. C'est un des effets dominants. On trouve des résultats assez similaires pour les deux bancs et peu chromatiques (voir tableau 3.2). **La tolérance d'alignement pour obtenir une extinction de 10^{-6} est de l'ordre de la minute d'arc** sur un système complexe.

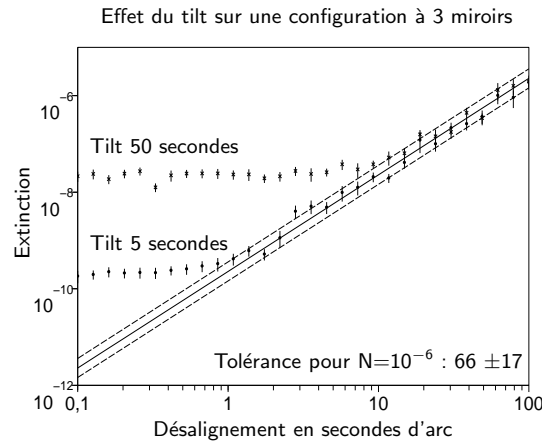


FIG. 3.16: Figure illustrant l'effet de plafond du tilt sur la loi reliant le désalignement et l'extinction. Les deux courbes sont données dans des situations exagérées. Il ne serait pas possible d'obtenir une extinction avec de tels tilts (simplement il ne serait pas possible de coupler les deux faisceaux de l'interféromètre dans le filtre optique)

3.4.6 Effets du tilt

Dans tous les calculs précédents nous avons fait l'hypothèse que les *faisceaux recombinaés sont parallèles*, or ce parallélisme ne sera pas parfait dans la réalité. Le logiciel JONES peut être utilisé pour évaluer les effets de ce tilt. La principale conséquence de ce défaut est de briser la loi $N = Kd\theta^2$ de dépendance entre l'extinction et le désalignement. En fait cela limite les gains que l'on peut espérer faire en alignant le banc en introduisant un plafond d'extinction en dessous duquel il n'est pas possible de descendre. Ce plafond comme on le voit sur la figure 3.16 se trouve à des niveaux de désalignement voisins de la valeur du tilt introduit. Par conséquent ce plafond ne vient pas modifier les valeurs de tolérances données au paragraphe précédent.

En fait, faire l'hypothèse de l'inexistence de ce tilt n'a eu pour but que de simplifier les effets de polarisation et de nous permettre de mieux comprendre les effets qui peuvent apparaître.

3.4.7 Limites de la modélisation

La modélisation de la polarisation qui a été présentée ici, n'est valable que dans certaines limites :

- Toutes les modélisations n'ont été faites que dans le but d'étudier les modifications moyennes de la polarisation sur la pupille de l'instrument. Il y a des effets de polarisation qui varient à l'intérieur de la pupille. Par exemple c'est le cas lorsque dans le système optique il y a des surfaces courbes. Dans ce cas l'incidence sur la surface varie dans la pupille, il y a donc des variations dans les déphasages et les rotations de polarisations produits.
- Les désalignements considérés peuvent avoir d'autres conséquences qui peuvent limiter le niveau d'extinction ou simplement empêcher l'instrument de fonctionner. Par exemple un tilt trop grand en sortie peut augmenter le déséquilibre d'intensité ou simplement diminuer la transmission globale de l'instrument.

3.5 Cohérence spatiale

La plupart des processus d'émission de la lumière sont incohérents spatialement (à l'exception notable du laser). C'est à dire que les différents points de la source émettent des ondes dont les phases relatives varient aléatoirement dans le temps. Il n'est pas possible de réaliser des interférences observables avec des ondes provenant de différents points de cette source. Chaque point du faisceau lumineux reçoit de la lumière provenant des divers points de la source. Plus on s'éloigne de cette source plus le mélange d'onde à chaque point du faisceau devient homogène : les contributions de chaque point de la source deviennent égales entre deux points distant du faisceau. De cette façon il devient possible de faire interférer la lumière prise en deux points distant du faisceau lumineux. C'est ce phénomène qui permet de faire de l'interférométrie stellaire car les étoiles sont des sources relativement étendues (typiquement, $1,3 \times 10^6 km$ de diamètre!) mais elles sont placées très loin de nous (au plus proche $3,8 \times 10^{13} km$!). La mesure de cette cohérence spatiale permet même mesurer le diamètre des étoiles (Michelson et Pease (1921)).

Dans le cas de l'interférométrie annulante, nous recherchons le contraste interférométrique le plus élevé possible pour atténuer la lumière de l'étoile qui nous gêne. La première conséquence du fait que les étoiles soient des sources étendues est ce que nous avons appelé fuites géométriques au chapitre précédent (voir paragraphe 2.5).

En cas d'absence de filtrage modal l'évaluation du besoin de cohérence spatiale est directe. Il faut qu'en chaque point où les deux faisceaux sont superposés la cohérence inter-faisceaux soit telle que l'extinction soit maintenue à une valeur acceptable.

On note $\gamma(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)$ le taux de cohérence entre les deux points \mathbf{x}_1 et \mathbf{x}_2 du faisceau défini par :

$$I(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) = 2I_0 (1 + \gamma(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) \cos(\varphi(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2))) \quad (3.66)$$

Avec

- $I(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)$: intensité interférométrique au point de superposition des deux faisceaux \mathbf{x}_1 et \mathbf{x}_2
- I_0 : Intensité du faisceau aux points \mathbf{x}_1 et \mathbf{x}_2 supposée égale
- $\varphi(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)$: Phase relative entre les deux faisceaux aux points \mathbf{x}_1 et \mathbf{x}_2

γ est compris entre zéro et un.

Ce taux de cohérence caractérise le contraste que l'on peut obtenir en superposant le point \mathbf{x}_1 du bras 1 et \mathbf{x}_2 du bras 2. Ce taux de cohérence est lié à l'extinction de la façon suivante :

$$N = \frac{1 - \gamma}{1 + \gamma} \quad (3.67)$$

Il faut, pour avoir une extinction importante que $\gamma \simeq 1$ car : $\gamma = 1 - \varepsilon$ avec $\varepsilon = 2N$. C'est à dire que pour avoir une extinction $N = 10^{-6}$ il faut que le taux de cohérence soit

$$\gamma = 1 - 2 \times 10^{-6} \quad (3.68)$$

Ce besoin de cohérence spatiale peut paraître extrême. Pour l'instrument en vol, le manque de cohérence spatiale de l'étoile cible n'est autre que la contribution de ce que nous avons appelé les fuites géométriques au chapitre 2.

Cela représente en revanche une difficulté pour les tests en laboratoire. En effet pour pouvoir faire des expériences d'interférométrie annulante représentatives d'un futur instrument, il est indispensable d'utiliser des sources polychromatiques or ces sources sont pour la plupart des sources étendues. On peut bien sûr augmenter leur cohérence spatiale en utilisant une faible étendue géométrique de faisceau. Cela se fait au prix du flux or les sources polychromatiques sont rarement très brillantes (de luminance élevée). Il existe une solution présentant pour l'expérimentation un compromis tout à fait acceptable : *l'utilisation de guide d'onde monomode pour éclairer le banc optique*. En effet le caractère monomode du guide d'onde rend l'onde qui en sort parfaitement cohérente spatialement. De plus le flux prélevé par le guide est du même ordre de grandeur que celui qui sera prélevé par le filtre optique de sortie d'interféromètre (il faut dans l'idéal utiliser deux guide d'ondes monomodes identiques ; de cette façon les étendues géométriques et les ouvertures numériques sont automatiquement adaptées). *Il n'y a donc pas de perte importante de flux.*

3.6 Diffraction

Les problèmes de diffractions n'ont pas été abordés. La diffraction peut pourtant avoir des conséquences importantes sur la distribution d'intensité d'un faisceau ou sur son front d'onde. Dans un interféromètre il existe de nombreuses sources de dissymétrie de diffraction. Il est cependant assez difficile de quantifier avec précision les défauts qui en découlent. En effet obtenir la précision requise sur l'intensité et la phase (10^{-3} ou 10^{-4} de précision relative entre les deux bras pour les deux quantités) requiert de longs temps de calculs et l'utilisation d'algorithmes bien choisis. Nous avons dans un premier temps cherché à utiliser des algorithmes classiques (implémentation de l'approximation de Fresnel par des transformées de Fourier rapide numériques (Chazelas (2003))). Les résultats obtenus donnent des contributions à l'extinction non négligeables. Cependant aucune évaluation des précisions obtenues n'a été faite. Cela limite fortement la confiance que l'on peut donner à ces calculs. *De plus les effets de diffraction sont grandement atténués par le filtrage optique, lorsque celui-ci est modal.* En effet les défauts de front d'onde et d'intensité sont convertis en défauts d'intensité, qui peuvent être compensés. *La seule limitation restante est le potentiel chromatisme des défauts d'intensité ainsi produits, qu'il serait alors difficile de compenser.* Cela mériterait d'être évalué, mais n'a pas été fait dans le cadre du présent manuscrit.

Des effets de diffractions on été étudié dans le cadre de l'interférométrie annulante par Rabbia et al. (2006).

3.7 Diffusion

La diffusion de la lumière par les optiques ou les surfaces non-optiques d'un interféromètre annulant est aussi une limitation à l'extinction. En effet la lumière diffusée, ne va pas participer

aux interférences annulantes, C'est donc un flux parasite direct. L'interféromètre sera construit de façon à ne recevoir que des photons en provenance du système stellaire étudié (grâce à un bafflage). En effet la diffusion même faible de photons provenant du soleil serait totalement catastrophique pour l'instrument au vu des différences de flux entre les photons provenant de la planète et ceux provenant du soleil. Ici nous ne considérerons que les photons diffusés en provenance de l'étoile cible.

On peut évaluer le flux diffusé par une surface optique faiblement rugueuse grâce à la loi suivante tirée de Meyzonnette (2001) :

$$TIS = \frac{\pi \Delta^2}{\lambda^2} F_{incident} \quad (3.69)$$

avec :

TIS : Total Integrated Scattering, flux total émis dans un demi espace par la surface
 Δ^2 : Variance de l'amplitude de la rugosité à la surface de l'optique

Le flux incident sur le détecteur est donc :

$$F_{diffuse} = TIS \frac{G_{faisceau}}{2\pi} \quad (3.70)$$

Une application numérique montre que ce flux est tout à fait négligeable. Si on considère un faisceau d'étendue géométrique $G_{faisceau} = \lambda^2$, (étendue géométrique d'un faisceau dans un guide d'onde monomode) et une rugosité de l'ordre de 1 nm et une longueur d'onde de $6 \mu\text{m}$, alors on a pour une surface optique.

$$F_{diffuse} = 5 \times 10^{-19} F_{incident} \quad (3.71)$$

Même avec un grand nombre de surfaces optiques, le flux parasite (la contribution à l'extinction est donc de 5×10^{-19}) engendré est tout à fait négligeable.

Si maintenant on considère une surface fortement diffusante, par exemple une surface lambertienne d'albédo 1, alors le flux diffusé reçu par le détecteur est :

$$F_{diffuse} = F_{incident} \frac{G_{incident}}{2\pi} \quad (3.72)$$

Avec la même étendue géométrique que précédemment on a

$$F_{diffuse} = 6 \times 10^{-12} F_{incident} \quad (3.73)$$

Encore une fois malgré une hypothèse extrêmement pessimiste, la contribution du flux diffusé à l'extinction est totalement négligeable.

3.8 Faisceaux parasites

De la même façon que la diffusion, les réflexions spéculaires parasites sont une source de limitation à l'extinction. L'instrument en vol sera conçu avec des systèmes de baffles pour empêcher les réflexions parasites de lumière en provenance du soleil. Comme pour la diffusion, nous allons ici discuter du cas de la lumière parasite provenant de l'étoile cible.

Les matériaux optiques infrarouges ont pour la plupart des indices de réfraction élevés. Par conséquent le taux de réflexion sur ces matériaux est élevé (par exemple 17% pour le ZnSe nu). Avec des traitements anti-réfléchissant il est possible d'atteindre des coefficients de réflexion de l'ordre du pourcent. Il faut éviter à tout prix que ce genre de réflexion parasite puisse être mélangé au faisceau scientifique. En effet un faisceau parasite subit un déphasage différent de celui du faisceau scientifique, il viendrait donc limiter fortement le niveau d'extinction. Dans le meilleur des cas, 1% du flux de l'étoile ne serait pas annulé ! *Il faut que le niveau maximal de flux parasite soit une fraction de 10^{-6} du flux incident.*

Il faut donc concevoir l'interféromètre de façon à empêcher les réflexions parasites de suivre le chemin suivi par le faisceau scientifique. Au chapitre suivant, nous verrons en particulier des dispositifs séparateurs de faisceaux qui évitent ces réflexions parasites.

3.9 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons passé en revue un certain nombre de défauts optiques introduisant des limitations à l'extinction dans un interféromètre annulant. Il faut retenir les choses suivantes :

- La maîtrise de la différence de marche est essentielle pour les performances et le bon fonctionnement de l'interféromètre.
- La pureté du front d'onde requise par un tel interféromètre, nécessite l'utilisation d'un filtrage optique modal
- Il faut faire attention aux sources de chromatisme différentiel entre les bras de l'interféromètre (matériaux dispersifs, traitements multi-couches)
- Les défauts de polarisation sont causés principalement par un mauvais alignement des systèmes optiques. La tolérance moyenne d'alignement est de l'ordre de la minute d'arc.
- La diffraction peut limiter l'extinction, mais cela reste à évaluer de façon précise.
- La diffusion du flux de l'étoile par les optiques ou les parois internes de l'interféromètre ne peut en aucune manière limiter le niveau d'extinction atteignable par l'instrument.
- Les réflexions parasites peuvent limiter les performances de l'instrument : Il faut d'une part empêcher la lumière solaire de parvenir jusqu'au détecteur et d'autre part, dans l'instrument lui-même s'assurer que les réflexions parasites de la lumière provenant de l'étoile cible ne puissent pas, elles non plus, atteindre le détecteur.

La plupart des études faites dans ce chapitre ont servi à dimensionner et étudier des bancs expérimentaux d'interférométrie annulante.

Chapitre 4

Conception d'un interféromètre annulant (cryogénique) dans l'infrarouge thermique

Sommaire

| | | |
|------|--|-----|
| 4.1 | État de l'art | 72 |
| 4.2 | Cahier des charges | 88 |
| 4.3 | Déphaseurs achromatiques | 91 |
| 4.4 | Conception Optique | 99 |
| 4.5 | Mouvements nécessaires au fonctionnement | 112 |
| 4.6 | Conception de l'enceinte cryogénique | 118 |
| 4.7 | Arrêt provisoire de la conception du banc dans sa version cryogénique. | 120 |
| 4.8 | Bilan photométrique | 121 |
| 4.9 | Première étape à température ambiante | 132 |
| 4.10 | Conclusion | 132 |

Nous avons vu dans le précédent chapitre les différentes difficultés qui se posent pour obtenir le contraste interférométrique requis pour un instrument tel que DARWIN. Dans ce chapitre nous nous intéresserons à la réalisation d'un interféromètre annulant de démonstration, dans le domaine de longueur d'onde de DARWIN. Ce travail à été fait dans le cadre d'une R&T (Recherche et Technologie) de l'ESA, en vue de la préparation de la mission DARWIN. Un large consortium de laboratoires de recherche et d'industriels est impliqué dans ce projet :

- Institut d'Astrophysique Spatiale (Maîtrise d'œuvre)
- Observatoire de la Côte d'Azur
- Institut d'optique (S^t Etienne)
- LPUB (Dijon)
- Institut Max Planck pour l'Astronomie (Heidelberg)
- Alcatel Alenia Space
- Kayser Threde (Allemagne)

Dans la suite j'appellerais ce projet de R&T, NULLTIMATE (pour NULing Low Temperature Interferometer for Multi Achromatic phase shifter TEsting)

Dans un premier temps nous ferons un état de l'art dans le domaine de l'interférométrie annulante expérimentale. Ensuite la conception que nous avons retenue sera décrite.

Au moment de l'écriture de ce manuscrit le Banc NULLTIMATE n'a pas encore vu le jour. Le retard dans ce projet tient à son ambition et à un certain nombre de contingences inévitables. Il sera de plus mis en oeuvre en deux temps : une première version réalisée à température ambiante et une seconde version à basse température. Cette version à température ambiante est en cours de réalisation et ne sera pas transposable directement à basse température. L'équipe du projet a fait ce choix pour des raisons de délais et aussi pour résoudre un certain nombre de difficultés techniques qui sont présentées. La description du banc sera donc d'abord faite dans sa version cryogénique. Les modifications apportées pour la version à température ambiante seront discutées ensuite.

Il sera fait très souvent référence au banc interférométrique SYNAPSE (Brachet (2005)). Ce banc interférométrique est en cours d'exploitation à l'Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS). Il aura servi de base pour la conception du banc NULLTIMATE. Ce banc en fait n'est pas le premier banc d'interférométrie annulante réalisé à l'IAS. Le premier banc a été développé par Marc Ollivier (Ollivier (1999)). Il a évidemment inspiré la conception du banc SYNAPSE et par conséquent celle du banc NULLTIMATE.

Ce chapitre est l'exposé d'un travail de collectif, ma contribution personnelle a été la conception optique du banc interférométrique, son dimensionnement et son tolérancement. J'ai aussi contribué au tolérancement de certains des déphaseurs achromatiques présenté ici. Enfin conçu et mis en oeuvre certaines petites expériences préliminaires, en particulier les tests cryogéniques de montures mécaniques.

4.1 État de l'art

Un état de l'art des interféromètres annulants de par le monde a déjà été fait dans la thèse de Frank Brachet (Brachet (2005)). Les paragraphes qui suivent sont une mise à jour de ce travail, focalisée sur les choix qui ont été faits dans la conception de ces différents bancs expérimentaux. Un bilan des performances d'extinction des différents bancs est donné dans le tableau 4.1. Ce tableau ne rend pas compte de la stabilité des extinctions obtenues, or, nous l'avons vu au paragraphe 2.4.2, c'est un point essentiel. Ce point sera discuté plus loin. Les dénominations de ce tableau serviront dans la suite pour nommer les différents interféromètres.

Pour comparer et analyser les différentes solutions techniques choisies par les différents bancs, il faut d'abord présenter les fonctions majeures d'un interféromètre annulant de laboratoire. Pour commencer la plupart des bancs effectuent des interférences à deux ondes (sauf le banc Martin 1). Il faut donc, à partir d'une source, synthétiser deux faisceaux, cohérents entre eux (spatialement et temporellement). C'est la séparation des faisceaux. Il faut ensuite introduire un déphasage de π achromatique relatif entre les voies de l'interféromètre. C'est le rôle du déphaseur achromatique. Il faut ensuite compenser un certain nombre de défauts : il est nécessaire

| | Équipe | $\lambda_{centrale}$ | $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ | Pol | Extinction | Référence |
|------|-------------------|----------------------|---------------------------------|-----|---------------------------|--------------------------|
| VIS | Martin 1 | 632,8 nm | | oui | 3×10^{-6} | Martin et al. (2003b) |
| | Morgan | 700 nm | 28 % | non | 7×10^{-3} | Morgan et al. (2003) |
| | TNO-TPD mono | 632,8 nm | - | non | 2×10^{-4} | Bokhove et al. (2003) |
| | | 632,8 nm | - | oui | $2,9 \times 10^{-6}$ | |
| | TNO-TPD | 650 nm | 24% | non | 2×10^{-3} | |
| | | 650 nm | 24% | oui | $1,1 \times 10^{-3}$ | Vosteen et al. (2005) |
| | | 650 nm | 30 % | non | $2,1 \times 10^{-4}$ | |
| | Wallace 1 | 635 nm | - | oui | $5,2 \times 10^{-6}$ | Wallace et al. (2003) |
| | | 638 nm | - | oui | 1×10^{-6} | Schmidtlin et al. (2005) |
| | | 650 nm | 12% | non | $3,1 \times 10^{-5}$ | |
| | Tavrov | 600 nm | 50% | non | 1×10^{-3} | Tavrov et al. (2005) |
| NIR | TNO-TPD Astrium 1 | 1,55 μm | 2% | non | $2,8 \times 10^{-5}$ | Flatscher et al. (2003a) |
| | TNO-TPD Astrium 2 | 1,3 μm | - | non | $1,7 \times 10^{-5}$ | |
| | | 1,3 μm | - | oui | $2,5 \times 10^{-6}$ | |
| | Alcatel MAII 1 | 1,54 μm | - | oui | $1,3 \times 10^{-6}$ | Weber (2004) |
| | Alcatel MAII 2 | 1,57 μm | 5% | non | $1,7 \times 10^{-4}$ | |
| | SYNAPSE 1 | 2,2 μm | 18% | non | $2,5 \times 10^{-4}$ | Brachet (2005) |
| TIR | SYNAPSE 2 | 3,39 μm | - | oui | 1×10^{-4} | non publié |
| | Ollivier | 10,6 μm | - | oui | 7×10^{-4} | Ollivier et al. (2001) |
| | Serabyn 1 | 10,6 μm | - | non | 7×10^{-6} | Martin et al. (2003a) |
| | Serabyn 2 | 10,7 μm | 18% | oui | $5,9 \times 10^{-5}$ | Mennesson et al. (2003) |
| | Serabyn 3 | 10,7 μm | 29% | non | $1,3 \times 10^{-4}$ | |
| | Wallace 2 | 10,3 μm | 30% | non | 1×10^{-4} | Wallace et al. (2004) |
| | Wallace 3 | 10,3 μm | 17 % | non | 1×10^{-3} | Gappinger et al. (2005) |
| | Martin 2 | 10,6 μm | - | oui | 1×10^{-5} | Martin et al. (2005) |
| Ciel | CIA | 2,2 μm | 18% | non | $2,3 \times 10^{-2}$ | Baudoz et al. (2000b) |
| | Hinz | 10,3 μm | 10% | non | 5×10^{-2} | Hinz et al. (1998) |
| | Keck | 11 μm | 20% | non | $\simeq 1 \times 10^{-3}$ | Serabyn et al. (2004) |

TAB. 4.1: Principaux résultats obtenus par les différentes équipes effectuant de l'interférométrie annulante. La première colonne montre les regroupements qui ont été effectués dans ces bancs interférométriques. Le classement se fait essentiellement sur la bande de longueur d'onde dans laquelle les bacs travaillent : VIS pour le visible, NIR pour le proche infrarouge, TIR pour l'infrarouge thermique. Enfin la catégorie Ciel représente les interféromètres qui sont sortis du laboratoire et qui ont été utilisé sur des télescopes. La colonne notée Pol indique si les faisceaux utilisés sur les différents bancs étaient polarisés ou non.

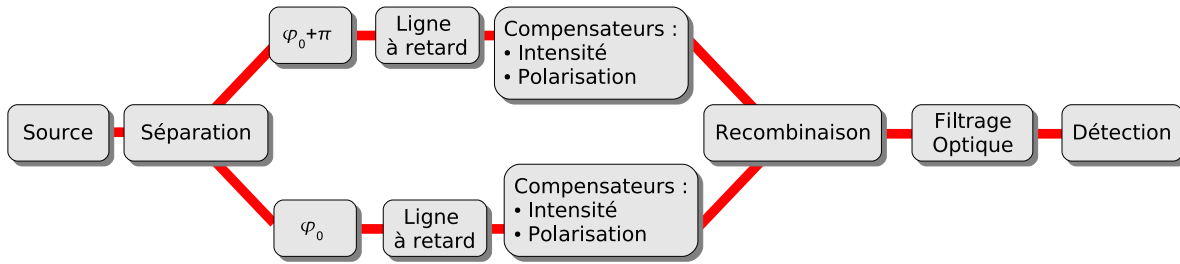


FIG. 4.1: Schéma illustrant les différentes fonctions d'un banc d'interférométrie annulante

d'introduire un compensateur d'intensité, une ligne à retard, pour contrôler la différence de marche et éventuellement un compensateur de polarisation. Une fois tous ces compensateurs implantés, il faut encore recombinaison les faisceaux entre eux (la recombinaison), effectuer un filtrage optique du front d'onde et réaliser la détection. Le schéma 4.1, page 4.1, résume les différentes fonctions d'un banc d'interférométrie annulante.

4.1.1 Sources

Les sources utilisées par les différents bancs sont :

- Sources monochromatiques : laser *HeNe* (638, 2 nm, 3, 39 μ m), Diodes laser (650 nm, 1300 nm, 1550 nm, 9, 2 μ m), Laser *CO*₂ (10, 6 μ m)
- Sources à large bande : Lampe Xenon (visible), Sources super-luminescente (1, 57 μ m, 5% de bande passante), Corps noirs (2000 K, et 10000 K)

L'une des caractéristiques importantes d'une source optique pour l'interférométrie est sa cohérence spatiale : les lasers sont pour la plupart monomodes spatialement (ou quasiment monomodes), les sources à large bande, elles, sont en général des sources étendues et donc incohérentes spatialement.

Dans le cas d'une source spatialement incohérente, on peut augmenter leur cohérence en réduisant de façon importante l'étendue géométrique prélevée par l'interféromètre cela au prix d'une perte importante de flux. Une méthode encore plus radicale consiste à injecter cette source dans une fibre optique monomode. L'étendue géométrique de la source injectée dans cette fibre optique est de λ^2 (ce qui est petit). Une telle étendue géométrique donne une cohérence de 0,577 (application du théorème de Zernick-Van-Cittert voir (Léna (1995a))) en bord de faisceau. En sortie de fibre le taux de cohérence est de 1 à cause des propriétés du guidage monomode : chaque point de la source étendue émet une onde qui se couple de façon plus ou moins grande dans la fibre, et ce, sur le même mode spatial. En sortie de fibre on a donc une superposition de champs électriques incohérents entre eux, mais strictement superposés spatialement. C'est à dire qu'on a une source parfaitement cohérente spatialement (cela si on néglige les défauts de la fibre).

| Interféromètres à divisions de front d'onde | Interféromètre à division d'amplitude |
|--|---|
| MAII 1 2 TNO-TPD Astrium 1 2 Martin 1 Hinz CIA Keck | Morgan SYNAPSE Ollivier TNO-TPD Mono TNO-TPD, Tavrov Serabyn 1 2 3 Wallace 1 2 3 Martin 2 |

TAB. 4.2: Méthodes de séparation employées par les différents bancs

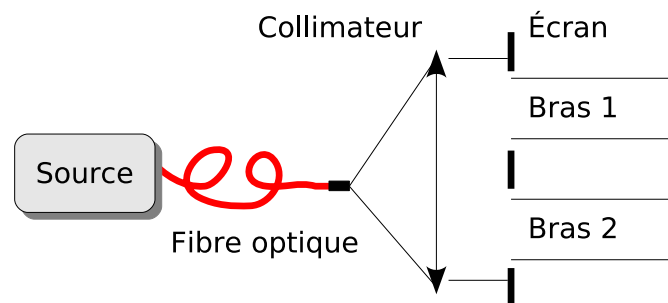


FIG. 4.2: Schéma illustrant la méthode classique de la division de front d'onde

4.1.2 Séparation

Il existe deux grandes familles de dispositifs séparation des faisceaux, qui permettent d'obtenir deux faisceaux cohérents temporellement et spatialement :

- La division de front d'onde : consiste à prélever deux sous faisceaux d'un faisceau plus grand cohérent spatialement (exemple des fentes d'Young).
- La division d'amplitude : consiste à utiliser des optiques semi-réfléchissantes pour effectuer la séparation (exemple un interféromètre de Michelson)

4.1.2.1 Division de front d'onde

La première méthode a plusieurs avantages : elle correspond à ce que sera vraiment l'instrument en vol, elle est très souple, mais souvent, en laboratoire, fait perdre une partie (souvent importante) du flux de la source. Elle nécessite de plus que la source soit cohérente spatialement. La figure 4.2 montre une méthode classique de mise en œuvre de ce type de séparation.

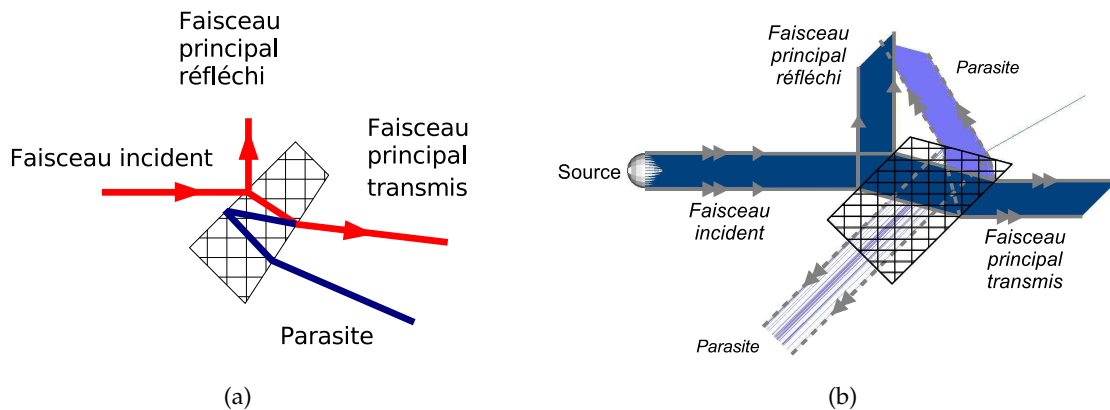


FIG. 4.3: Schéma illustrant deux formes de séparatrices adaptées à l'élimination des réflexions parasites. (a) Séparatrice biseautée classique. (b) Séparatrice à face parallèle à faces biseautées (idée M. Labèque)

4.1.2.2 Division d'amplitude

La deuxième méthode peut permettre de garder la totalité du flux de la source, et pose moins de problèmes de cohérence spatiale. Elle est cependant un peu plus complexe à mettre en œuvre. Elle nécessite en effet l'utilisation de lames ou cubes semi-réfléchissants. Ces dispositifs ne sont jamais parfaits : leurs coefficients de réflexion et de transmission sont rarement égaux à 50 %, ils introduisent des réflexions parasites et des défauts de polarisation. La plupart du temps ces défauts peuvent être compensés par l'utilisation d'une séparatrice et d'une recombinaison identiques.

Pour obtenir de bons contrastes interférométriques, il faut modifier la direction des réflexions parasites ressortant du système séparateur. Il faut éviter qu'elles ressortent parallèles ou colinéaires au faisceau principal. En effet ces réflexions parasites subissent des déphasages différents de celui du faisceau principal. Elles seraient des sources de limitation majeure à l'extinction atteignable par l'interféromètre.

La méthode classique pour éviter les réflexions parasites, est d'utiliser des lames biseautées. Les réflexions secondaires sont alors déviées de la direction nominale du faisceau (voir figure 4.3). Il faut alors introduire dans le faisceau une lame compensatrice au sein de l'interféromètre pour limiter les effets de la dispersion chromatique introduite par le biseau. M. Labèque de l'IAS a proposé une solution originale à ce problème à partir d'une lame prismatique (voir figure 4.3). Dans ce système les réflexions parasites les plus importantes sont rejetées dans une direction bien déterminée. Cette solution a été implémentée sur le banc SYNAPSE (Brachet (2005)). Elle a cependant un défaut. Lorsque la taille des pupilles augmente, l'épaisseur de la séparatrice augmente. On arrive vite à des épaisseurs peu adaptées à la réalisation de pièces optiques.

Pour surmonter les défauts de symétrie entre la réflexion et la transmission par un système séparateur, (Serabyn et Colavita (2001a)) ont proposé des montages séparateurs basés sur des interféromètres où la recombinaison n'est pas faite. Comme indiqué précédemment l'idée principale est de supposer que l'on sait produire de lames semi-réfléchissantes identiques. Cette hypothèse est tout à fait réaliste tant que les substrats sont les mêmes et polis ensemble et les

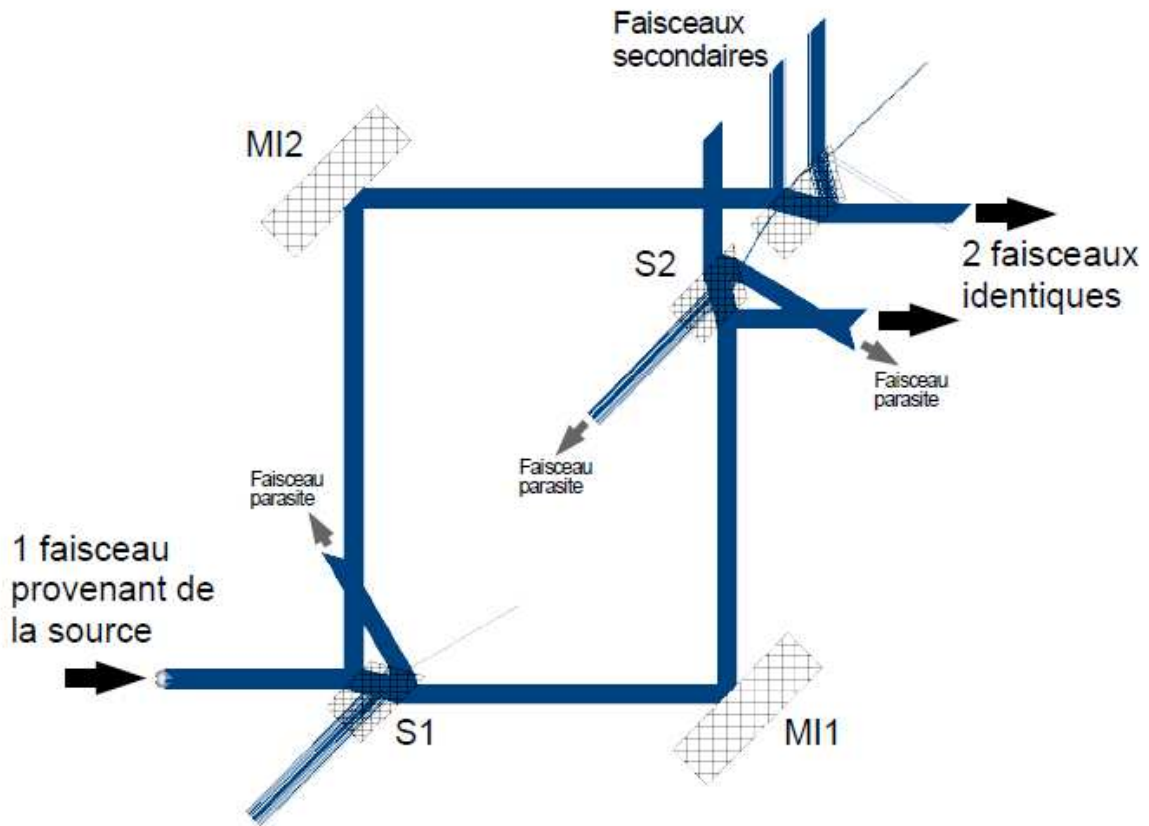


FIG. 4.4: Séparatrice symétrique basé sur un interféromètre Mach-Zehnder modifié. (Schéma de la séparation des faisceaux dans l'interféromètre SYNAPSE)

traitements semi-réfléchissants sont produits dans la même cuve. Un tel système séparateur a été implémenté sur l'interféromètre SYNAPSE voir figure 4.4.

Comme nous l'avons vu au paragraphe 3.3.1.2. Lorsque des matériaux optiques sont traversés, il est nécessaire de pouvoir compenser des chromatismes résiduels. La division d'amplitude implique donc d'introduire une compensatrice de chromatisme. Souvent cette compensatrice sert aussi à rattraper la dispersion angulaire chromatique.

4.1.3 Déphaseurs achromatiques

Pour obtenir l'extinction de l'étoile à toutes les longueurs d'onde en même temps, il est nécessaire de disposer d'un déphaseur achromatique. Dans le cas d'un interféromètre de Bracewell, il faut un déphaseur de π . Dans le cas d'autres configurations, il faut des déphasages de $2\pi/3$ ou d'autres valeurs voir Absil (2001); Kaltenegger (2004).

Comme indiqué précédemment la plupart des bancs d'interférométrie annulante actuels se sont concentrés sur le cas de la recombinaison à deux ondes. Dans ce cas le déphaseur requis est un déphaseur de π .

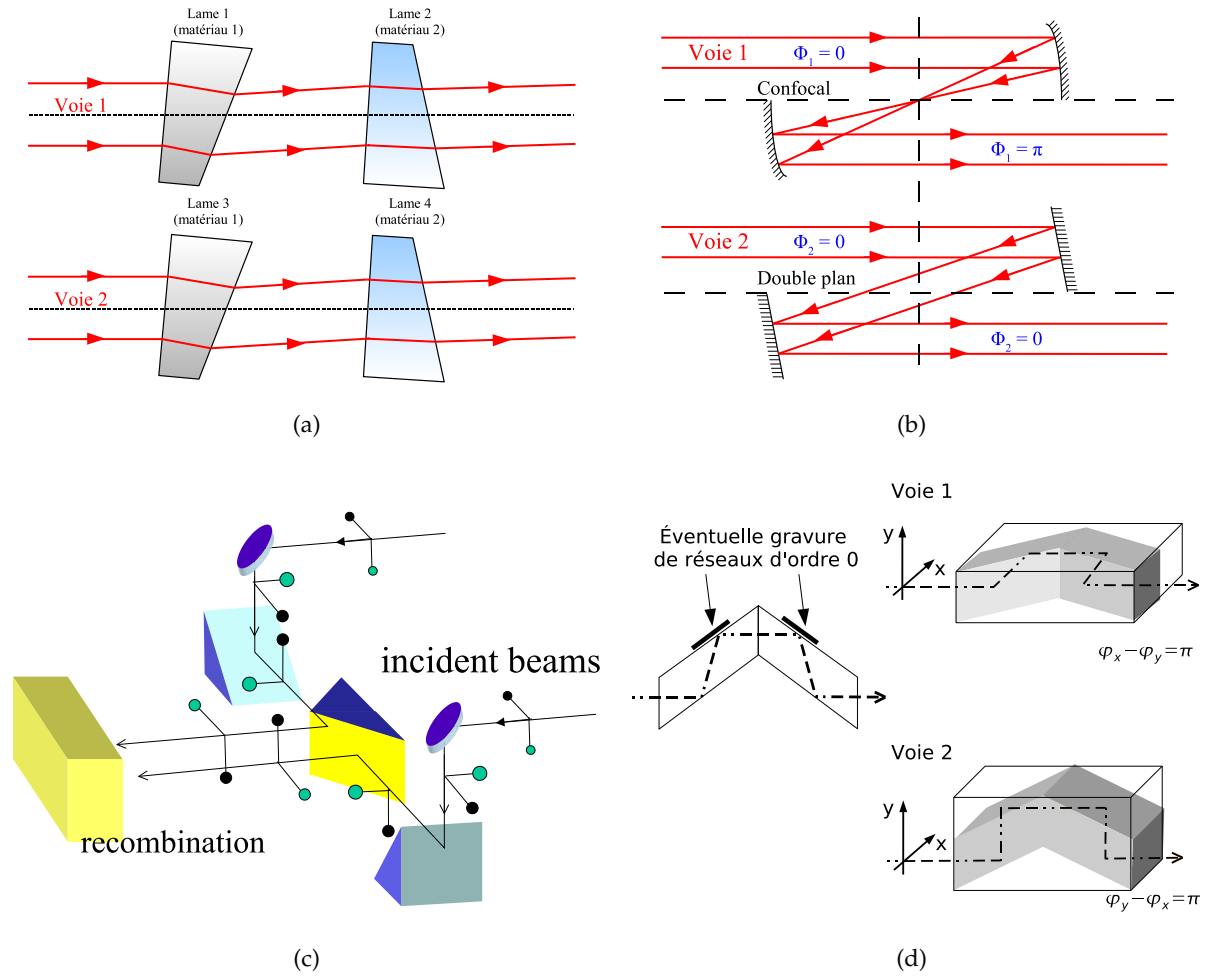


FIG. 4.5: Différents déphaseurs achromatiques (a) Lames dispersives (b) Passage par un foyer optique (c) Retournement du champ électrique (d) Rhomboèdres de Fresnel

La première phase du projet NULLTIMATE (avant le début de ma thèse) a consisté à l'étude et à la sélection de 3 concepts de déphaseurs achromatiques de π applicable à la bande de longueur d'onde de DARWIN.

4.1.3.1 Lames dispersives

Il a déjà été vu, que le déphasage introduit par une ligne à retard et celui introduit par un matériau optique, ont des propriétés chromatiques différentes. En ayant dans les deux bras de l'interféromètre des épaisseurs de matériaux optiques, et des chemins optiques dans l'air (ou le vide) différents (voir figure 4.5), on parvient à obtenir un déphasage $\varphi(\lambda)$ relatif entre les deux bras de l'interféromètre tels que :

$$\varphi(\lambda) = \pi + \varepsilon(\lambda) \quad (4.1)$$

avec $\varepsilon(\lambda)$ suffisamment petit pour obtenir des extinctions de l'ordre de 10^{-6} . Pour obtenir ce résultat il faut utiliser plusieurs matériaux différents dans chaque bras. C'est probablement le déphaseur qui a été aujourd'hui le plus testé. Il est attractif par sa simplicité, et par le fait que l'on peut obtenir n'importe quel déphasage. Il a été retenu pour la phase expérimentale de NULLTIMATE.

4.1.3.2 Passage par le foyer

Un autre moyen classique de produire un déphasage de π est d'utiliser l'effet Gouy, c'est à dire le passage par un foyer optique. Ce déphaseur a déjà été proposé par Gay et Rabbia (1996) et déjà testé sur le ciel (Baudoz et al. (2000b)) et en laboratoire par Gappinger et al. (2005). Pour le mettre en œuvre il suffit de placer dans un bras de l'interféromètre un système de puissance optique unité possédant un passage par le foyer, et dans l'autre un système de même longueur composé de miroirs plans (voir figure 4.5). Ce système est relativement simple, mais ne peut produire qu'un déphasage de π ou $\pi/2$. Il a été retenu pour la phase expérimentale de NULLTIMATE.

4.1.3.3 Retournement du champ électrique

Produire un déphasage de π revient à ce que dans les deux bras les polarisations s et p aient des directions opposées. Serabyn et Colavita (2001a) ont proposé un dispositif, fait de périscope qui retournent les champs électriques entre un bras et l'autre de l'interféromètre (voir figure 4.5). Ce dispositif est très attractif, de par sa simplicité, car il n'est composé que de miroirs plans. Il a déjà été testé par (Flatscher et al. (2003a)) et (Martin et al. (2003b)). Il a lui aussi été retenu pour la phase expérimentale de NULLTIMATE.

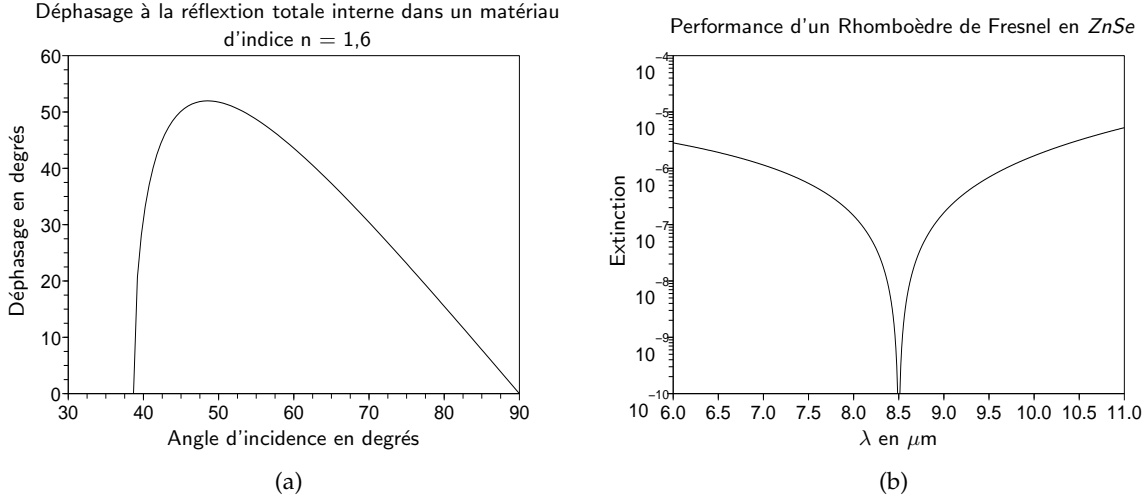


FIG. 4.6: (a) Déphasage relatif entre les polarisations s et p introduit à la réflexion totale interne, dans le cas d'un matériau d'indice $n = 1,6$. (b) Performance en extinction d'un rhomboèdre de Fresnel en $ZnSe$

4.1.3.4 Rhomboèdre de Fresnel

Ce dispositif utilise les propriétés de déphasage de la réflexion totale interne. L'enchaînement de deux ou quatre de ces réflexions permet d'obtenir le déphasage souhaité (voir figure 4.5). Lors d'une réflexion totale interne le déphasage introduit entre les polarisations s et p dépend de l'incidence. On peut choisir cette incidence de façon à obtenir un déphasage de $\pi/4$, (voir figure 4.6) en enchaînant quatre réflexions on obtient un déphasage relatif de π . On utilise deux dispositifs orthogonaux dans chaque bras pour obtenir la situation suivante

$$\varphi_{1s} = \varphi_0 \quad (4.2)$$

$$\varphi_{1p} = \varphi_0 + \pi \quad (4.3)$$

$$\varphi_{2s} = \varphi_0 + \pi \quad (4.4)$$

$$\varphi_{2p} = \varphi_0 \quad (4.5)$$

Alors pour chaque polarisation on a bien $|\varphi_2 - \varphi_1| = \pi$

Ce dispositif est résiduellement chromatique, en effet la valeur du déphasage obtenu dépend de l'indice de réfraction par les formules de Fresnel. Avec les matériaux infrarouges classiques toutefois on peut obtenir de bonnes performances en extinction (voir figure 4.6). Les performances obtenues dépendent du matériau utilisé. Ce déphaseur n'a pas été retenu sous cette forme dans la liste des déphaseurs qui seront testés sur NULLTIMATE.

4.1.3.5 Réseaux à l'ordre zéro

Les réseaux à l'ordre zéro sont des structures gravées sur une surface optique, dont la période caractéristique est plus courte que la longueur d'onde de travail. Ces réseaux peuvent en fait

avoir des applications étonnantes (Mawet (2006)) en particulier des applications anti-reflet. On peut voir ces réseaux comme un moyen de modifier à volonté (dans certaines limites) les propriétés de l'indice du matériau sur lequel ils sont gravés. On peut en particulier employer ces réseaux sur le rhomboèdre de Fresnel (voir figure 4.5). Ils permettent d'améliorer de façon sensible l'achromaticité des rhomboèdres. L'ESA a jugé cette technologie suffisamment prometteuse pour financer un projet en parallèle de NULLTIMATE, pour développer un déphaseur achromatique basé sur ce principe.

4.1.3.6 Optique intégrée

Nous avons vu que les guides d'ondes monomodes sont indispensables au bon fonctionnement de l'interféromètre. Un certain nombre d'applications sont actuellement développées en optique planaire. Il est tout à fait possible de réaliser la plupart des fonctions optiques classiques à l'aide de guides d'ondes :

- On peut simuler des lames semi-réfléchissantes grâce aux phénomènes de couplage inter-guides
- On peut changer le chromatisme des guides en faisant varier leurs diamètres.
- On peut modifier les propriétés de polarisation en jouant sur la forme des guides

Deux solutions ont été étudiées dans le cadre du projet NULLTIMATE : l'une similaire aux lames dispersives et l'autre basée sur une réflexion métallique (NULLTIMATE Consortium (2003a)). Ces technologies sont prometteuses car elles simplifient grandement les instruments. Elles sont cependant encore inapplicables car les matériaux et les procédés de fabrication ne sont pas maîtrisés.

4.1.3.7 Déphaseur à couches minces

Il a été aussi proposé de réaliser grâce à des couches minces, deux miroirs ayant les mêmes coefficients de réflexion en amplitude, mais un déphasage relatif de π à la réflexion. Un design a été proposé, mais celui-ci s'avère trop sensible aux défauts de fabrication. Ce déphaseur n'a pas été retenu.

4.1.3.8 Déphaseur à changement de polarisation

Une solution sur le même principe que le rhomboèdre de Fresnel est aussi proposée, cette fois le déphasage relatif entre les polarisations est produit par des lames biréfringentes. Cette solution est difficile à mettre en œuvre car peu de matériaux biréfringents sont connus pour l'infrarouge. Ce déphaseur n'a pas été retenu.

4.1.3.9 Réseaux Holographiques

Le déphasage est introduit par une utilisation différentielle de réseaux holographiques de périodes différentes et de positions ajustables. Ce principe n'a pas été retenu pour une multitude de facteurs allant des difficultés de fabrication au chromatisme résiduel trop important (un déphasage résiduel de 3×10^{-2} rad a été obtenu par George et Stone (1988) dans le visible sur une bande $\Delta\lambda/\lambda$ de 20% on est loin des 2×10^{-3} requis sur une bande spectrale de largeur au moins 100%).

4.1.4 Lignes à retard

La différence de marche nous l'avons vu est un paramètre essentiel d'un interféromètre annulant. Les lignes à retards sont donc un des éléments centraux de l'instrument. Les caractéristiques indispensables d'une ligne à retard sont :

1. Déplacement n'introduisant pas de perturbation du faisceau (perturbations de direction ≤ 1 seconde d'arc, défauts de front d'onde $\leq \lambda_{vis}/20$ rms),
2. Résolution/Précision nanométrique ou sub-nanométrique du déplacement,
3. Course suffisante pour localiser le point de fonctionnement ($20 \mu m$ suffisent dans le cas d'un interféromètre monochromatique, dans le cas de la lumière blanche il faut pouvoir disposer de courses plus grandes de l'ordre du millimètre (différence de marche nécessaire dans le cas du déphaseur à lames dispersives)),
4. Bande passante du mécanisme de déplacement suffisant pour pouvoir éventuellement compenser activement les vibrations de l'instrument

Le premier point de ce cahier des charges va contraindre le choix de la solution optique employée. En effet tous les mécanismes de translation présentent des défauts. La translation s'accompagne en générale de rotations résiduelles et il y a toujours une petite erreur sur la direction de la translation. Il faut donc trouver des solutions optiques immunisées contre ces défauts.

4.1.4.1 Coins de cube

Le coin de cube est un dispositif classique insensible aux erreurs de positionnement des mécanismes de translation (voir figure 4.7). Un coin de cube parfaitement réalisé conserve le strict parallélisme entre le faisceau entrant et le faisceau sortant.

Cette solution a été mise en œuvre sur le banc MAII. Le mécanisme de translation étant un actuateur piézo-électrique. La société CONTRAVES a aussi développé un mécanisme basé sur un coin de cube lors d'un contrat avec l'ESA pour développer une ligne à retard pour DARWIN (D'Arcio et DARWIN Team (2005)). Le mécanisme est à base de lames flexibles.

Des discussions avec l'équipe s'occupant de MAII, m'ont appris qu'ils trouvaient à cette solution les défauts suivants :

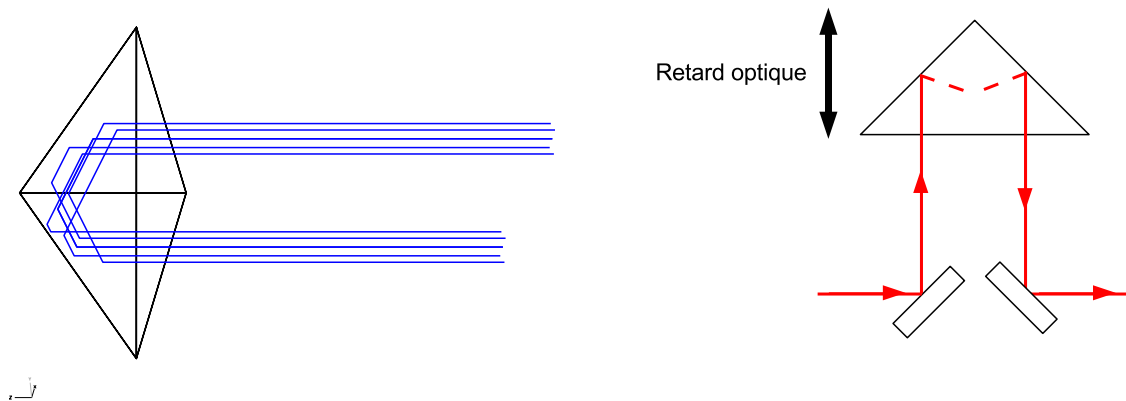


FIG. 4.7: Schéma illustrant le principe de la ligne à retard à coin de cube. Le trait pointillé sur la figure de droite indique que le faisceau sort du plan de la feuille.

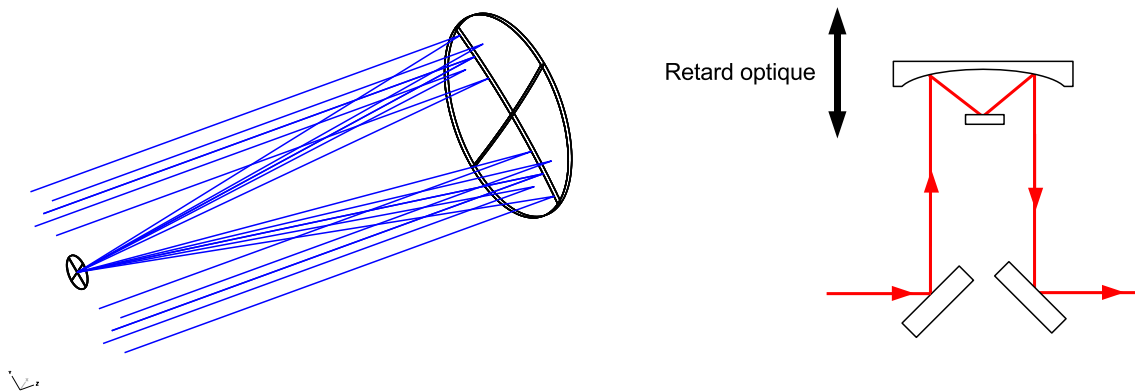


FIG. 4.8: Schéma illustrant le principe de la ligne à retard à oeil de chat

- Beaucoup de réflexions (en particulier dans une configuration défavorable au niveau polarisation)
- Bande passante de correction de la différence de marche peu élevée du fait de la masse du dispositif

4.1.4.2 Oeil de Chat

L'autre dispositif classique pour réaliser des lignes à retard est l'oeil de chat (voir figure 4.8). On utilise un miroir parabolique, que l'on focalise sur un miroir plan. Lorsque le dispositif est bien réglé les faisceaux sont parallèles en entrée et en sortie. Si le faisceau incident arrive sur le dispositif avec un certain angle, alors le faisceau sortant ressort parallèle au faisceau incident et est légèrement défocalisé.

Pour utiliser ce dispositif comme une ligne à retard il faut traduire l'ensemble des deux miroirs.

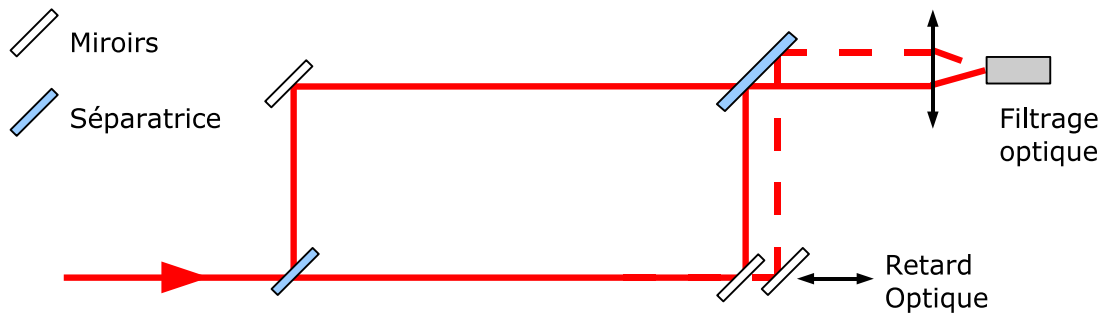


FIG. 4.9: Schéma illustrant le principe de la ligne à retard à recombinaison multi-axiale

Cette solution a été mise en œuvre sur le banc Ollivier. Elle a été aussi mise en œuvre dans le cadre du contrat de l'ESA cité précédemment, par la société TNO-TPD (Van den Dool et al. (2006b)).

Cette solution a les mêmes défauts que la précédente, beaucoup de réflexions et bande passante mécanique faible à cause de la masse de l'ensemble.

On peut en ajoutant un actionneur sur le miroir secondaire augmenter la bande passante de correction du mécanisme, cela au prix de la qualité du front d'onde. Une translation du miroir secondaire par rapport au miroir primaire revient à défocaliser le dispositif.

4.1.4.3 Prisme en toit

Si l'on dispose d'un mécanisme de translation qui a des rotations résiduelles de roulis et de tangage suffisamment petites, alors il est possible d'envisager une solution optique plus simple que les deux précédentes. Un simple prisme en toit permet alors de rendre le dispositif insensible aux défauts de lacet du mécanisme de translation.

Cette solution a été mise en œuvre sur le banc SYNAPSE. En effet le mécanisme de translation retenu était une table de translation piézo-électrique à lames flexibles. Ce mécanisme présente des rotations résiduelles de tangage et de roulis inférieures à 0,2 secondes d'arc.

Cette solution permet de gagner en simplicité sur les optiques, elle permet aussi de réduire le nombre de surfaces optiques.

4.1.4.4 Ligne à retard à recombinaison multi-axiale

Si l'on dispose d'un mécanisme de translation pure (ou du moins dont les rotations résiduelles sont faibles (< 1 seconde) en tangage, roulis et lacet) alors il est possible d'utiliser un simple miroir pour faire la ligne à retard. Le prix à payer pour cette simplification est le fait que les faisceaux recombinaison ne sont plus superposés (voir paragraphe 3.3.3 et figure 4.9).

C'est la solution mise en œuvre par Wallace ¹.

Cette solution requiert le fait d'avoir un très bon mécanisme de translation. Mais elle permet par sa simplicité de réduire encore le nombre de surfaces optiques. Cela permet d'obtenir un mécanisme à plus grande bande passante.

4.1.5 Compensateur de défauts d'intensité

Les deux flux dans les bras d'un interféromètre sont rarement égaux. Il subsiste toujours des différences entre les coefficients de réflexion dans les deux bras, un peu plus de poussière diffuse dans un bras que dans l'autre, un défaut d'alignement qui produit un vignettage dans un bras et pas dans l'autre. Par conséquent il est nécessaire de disposer d'un moyen pour ajuster l'intensité dans chaque bras de l'interféromètre.

Une solution classique est de placer un couteau dans chaque bras de l'interféromètre, chacun monté sur un mécanisme de translation (C'est la cas du banc MAII).

Une solution originale proposée par (Serabyn (2003a)) est de réaliser cette compensation par un mécanisme rotatif. On place dans chaque bras un petit couteau et on le fait tourner comme les lames d'un store vénitien (le principe est le même qu'à la figure 4.28, page 108, avec un couteau rectangulaire à la place d'un secteur angulaire).

4.1.6 Compensateur de polarisation

Nous avons vu au paragraphe 3.4, que les défauts de polarisation sont un problème qu'on ne peut négliger. On peut même chercher à les compenser. Cela a été fait sur le banc MAII. La solution employée est un compensateur de type soleil et une lame demi-onde dans chaque bras de l'interféromètre. Cette solution est intéressante mais n'est pas transposable simplement dans l'infrarouge thermique, par manque de matériaux biréfringents.

4.1.7 Recombinaison

Il y a deux grande familles de recombinaison possibles pour un interféromètre : les recombinaisons multi-axiales et les recombinaisons mono-axiales. Ces deux catégories correspondent aux deux possibilités qui existent pour la séparation.

La recombinaison multi-axiale a été testée sur les banc Wallace 1 et MAII. Les résultats obtenus sont tout à fait prometteurs. Cette solution est probablement celle qui conduira à l'instrument final le plus simple. Elle a cependant un coût au niveau du flux en l'absence de fibre optique. Il faut de plus une ligne à retard qui introduit peu de mouvements de tilt résiduels.

La recombinaison mono-axiale est celle la plus souvent pratiquée. Elle rend les instruments plus complexes, mais elle offre aussi des sorties optiques supplémentaires qui peuvent être utilisées à des fins de métrologie. Pour le futur instrument DARWIN il est indispensable d'utiliser une recombinaison symétrique de façon à minimiser les défauts de phase chromatiques. Pour un banc optique cependant la symétrie peut être obtenue en compensant les dissymétries de la séparation par celles de la recombinaison. Serabyn et Colavita (2001a) ont proposé des schémas de recombinaison mono-axiale symétriques (voir figure 4.10).

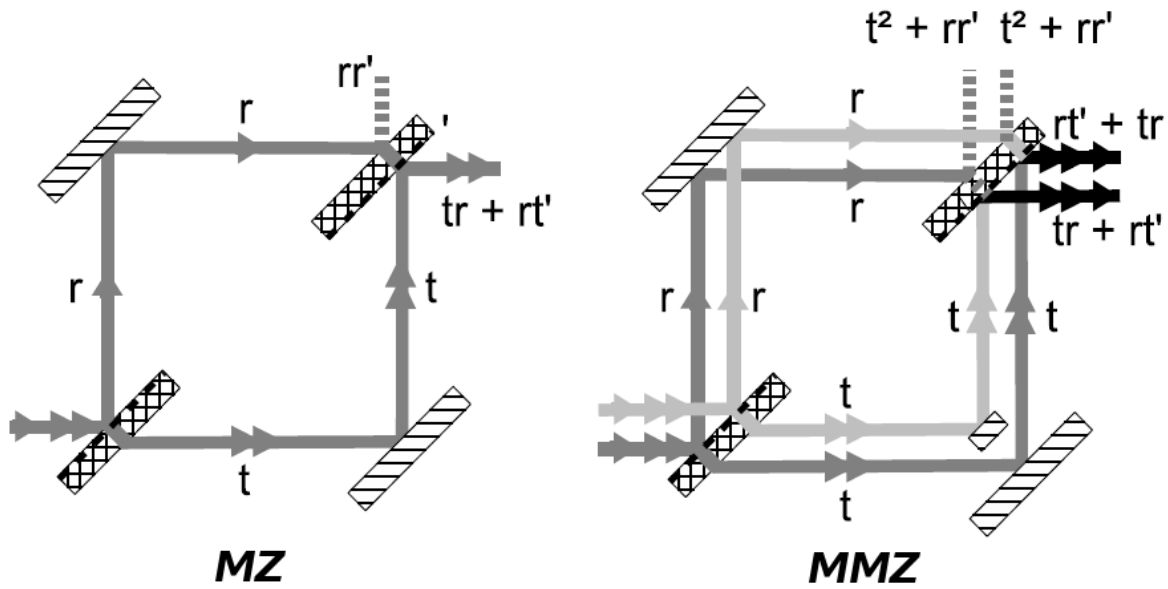


FIG. 4.10: Schéma illustrant à gauche (MZ) l'aspect symétrique d'un interféromètre de Mach-Zehnder, et à droite (MMZ) la recombinaison symétrique nommée Mach-Zehnder modifié proposé par Serabyn et Colavita (2001a).

4.1.8 Le filtrage optique

Comme nous l'avons déjà vu cette fonction est primordiale pour la qualité de l'extinction obtenue. Le type de filtrage employé pour les différents bancs est intimement lié aux longueurs d'ondes employées. Le filtrage modal donne effectivement les meilleurs résultats (amélioration d'un facteur 10 ou 100 de l'extinction immédiatement après l'introduction d'un filtre modal (Wallace et al. (2005a); Brachet (2005)), mais il n'est pas toujours disponible. En particulier les développements de fibres optiques et autres guides d'onde pour l'infrarouge thermique commence seulement à donner des résultats (Cheng et al. (2005); Wallace et al. (2005a); Labadie (2005)). Les développements expérimentaux fait dans le visible et le proche infrarouge ont été réalisé avec des fibres optiques. Les développements dans l'infrarouge thermique ont d'abord été faits avec des trous filtrants ils commencent maintenant à être fait avec des fibres optiques (Wallace et al. (2005a), Lawson et al. (2006)).

4.1.9 Métrologie de la différence de marche

Nous l'avons vu au chapitre 3, il faut que les perturbations de différence de marche soient inférieures à 2 nm rms , pour avoir une extinction de 10^{-6} . L'obtention d'une telle stabilité par des moyens passifs n'est pas toujours possible. C'est particulièrement ardu aux basses fréquences ($< 10 \text{ Hz}$) où les sources de variations de la différence de marche sont nombreuses : vibrations mécaniques, excitation acoustique, variations de température du banc, turbulence ...

Un moyen de lutter contre ces phénomènes est d'asservir la ligne à retard. Pour effectuer un asservissement il faut disposer d'une métrologie. Deux types de métrologie ont été développés jusqu'ici :

- des métrologies à des longueurs d'onde différentes de la longueur d'onde de travail,
- des métrologies utilisant le faisceau scientifique lui même.

La première solution suppose que les optiques de l'interféromètre soient transparentes pour les domaines de longueur d'onde de mesure et de métrologie. Il faut de plus apporter des modifications au faisceau métrologique de façon à ce qu'il n'arrive pas sur son détecteur dans le même état d'interférence que le faisceau scientifique. En effet l'intensité du faisceau scientifique varie quadratiquement avec la différence de marche. Il ne peut donc pas être utilisé comme signal métrologique.

Lorsqu'on utilise un déphaseur achromatique à lames dispersives, on peut résoudre ce problème simplement. Le chromatisme du déphaseur hors de la bande de travail permet que le déphasage vaille π pour le faisceau scientifique et $\pi/2$ à la longueur d'onde du faisceau métrologique. Dans ce cas l'intensité du faisceau métrologique varie linéairement avec la différence de marche. On peut donc s'en servir comme signal métrologique.

Il existe d'autres solutions. Sur le banc Ollivier une méthode basée sur la polarisation a été utilisée. Brachet (2005) sur le banc SYNAPSE a utilisé un interféromètre commercial de chez Agilent.

La deuxième solution a un intérêt majeur : en utilisant le faisceau scientifique, on est sûr de mesurer la différence de marche vue par le faisceau sur lequel la correction doit être effectuée. Deux méthodes ont été envisagées et testées à ce jour :

- Une méthode par modulation continue sinusoïdale de la différence de marche. Cela permet de mesurer la dérivée du signal scientifique par rapport à la différence de marche qui est linéaire avec celle-ci. Le défaut de cette méthode est une perturbation permanente de l'interféromètre. Elle a été mise en oeuvre par Ollivier (1999)
- Une méthode numérique, qui à l'aide de trois mesures permet de retrouver la position du fond de la frange noire. Le défaut de cette méthode est sa lenteur. La bande passante de correction obtenue ne peut dépasser quelques Hertz. Cette méthode appliquée au futur instrument aurait le défaut d'augmenter les temps d'observation (dans une mesure qui dépend du spectre de perturbation de différence de marche). Cette méthode a été mise en oeuvre par Schmidlin et al. (2005) sur le banc Wallace 1, et sur le banc SYNAPSE.

4.1.10 Performances des bancs en stabilité

Nous l'avons vu au chapitre 2, en dehors des performances d'extinction pure, le point le plus important d'un interféromètre annulant est la stabilité à long terme de son extinction. Dans le cadre de l'article (Chazelas et al. (2006)), nous avons pu recueillir des enregistrements temporels provenant de différentes expériences déjà précédemment citées. Ces enregistrements ont en commun d'avoir été réalisées sans asservissement de différence de marche. **Ces résultats expérimentaux bruts montrent qu'aujourd'hui on ne sait pas encore atteindre de façon passive la stabilité requise par le futur instrument.**

Un bon moyen d'estimer la stabilité atteinte par un interféromètre est de représenter l'écart type de l'extinction en fonction du temps d'intégration, t_{int} . Les bruits en $1/f$ sont éliminés

quand la courbe obtenue se comporte comme $1/\sqrt{t_{int}}$. La figure 4.11 donne ces courbes ainsi que les spectres et les signaux temporels pour 3 bancs différents.

Des résultats expérimentaux pour le banc SYNAPSE seront présentés dans le chapitre 6.

4.2 Cahier des charges

4.2.1 Objectifs

Les objectifs de NULLTIMATE ont été fixés par l'ESA dans l'appel à candidature. Le but est de tester trois déphaseurs achromatiques différents, dans l'infrarouge thermique, avec des niveaux d'extinction de 10^{-6} . La demande initiale de l'ESA était de faire le test à au moins 2 longueurs d'onde simultanément. Le consortium NULLTIMATE a alors proposé de réaliser un interféromètre avec une source blanche de 6 à $18\mu m$ et de faire les mesures dans deux sous bandes ($6 - 11\mu m$ et $11 - 18\mu m$). Pour pouvoir faire les mesures de l'extinction avec un rapport signal à bruit suffisant, il faut refroidir cet interféromètre à 100 K (voir discussion sur le rapport signal à bruit au paragraphe 4.8).

La justification du choix de faire le banc en lumière blanche et non à deux longueurs d'onde simultanément est illustrée sur la figure 4.12, page 90. Le défaut de phase chromatique introduit par un déphaseur achromatique à lames dispersives ou par le chromatisme résiduel du banc peut toujours être repliés (en ajustant la position de la ligne à retard) de façon à passer au moins deux fois par π . Il est donc naturel de penser que lors d'un test effectué à seulement deux longueurs d'onde bien séparées, on va juste se placer dans la situation où la phase passe par π pour ces deux longueurs d'onde. Cela ne présume en rien des caractéristiques de la phase entre ces longueurs d'onde. On ne peut donc tirer aucune conclusion sur le niveau d'extinction polychromatique d'un dispositif optique seulement avec deux longueurs d'onde bien espacées. Pour tirer des conclusions correctes il faut utiliser un spectre continu.

Pour résumer le cahier des charges de départ était :

- Test de trois déphaseurs achromatiques
- Longueur d'onde de travail ($6 - 20\mu m$)
- Température de travail 100 K
- Extinction atteignable 10^{-6}

L'objectif de ce banc est de caractériser les différents déphaseurs et de comparer leurs performances. L'interférométrie annulante est un bon moyen de caractérisation de déphaseurs, mais possède un défaut de dégénérescence. Il n'est pas facile de déterminer la source des dégradations des performances en extinction. Il y a une seule observable et un grand nombre de paramètres limitants possibles. Il est souhaitable de trouver des modes de mesure et des moyens de mesure nous permettant de séparer le plus de paramètres possibles. En particulier nous allons mettre en œuvre des méthodes de mesure de la phase résiduelle introduite par les déphaseurs (voir chapitre 5).

Nous avons vu déjà au chapitre précédent qu'il est indispensable de disposer de filtres optiques monomodes. Ceux-ci ne seront pas disponibles avant 2008. Il ne sera pas possible d'obtenir

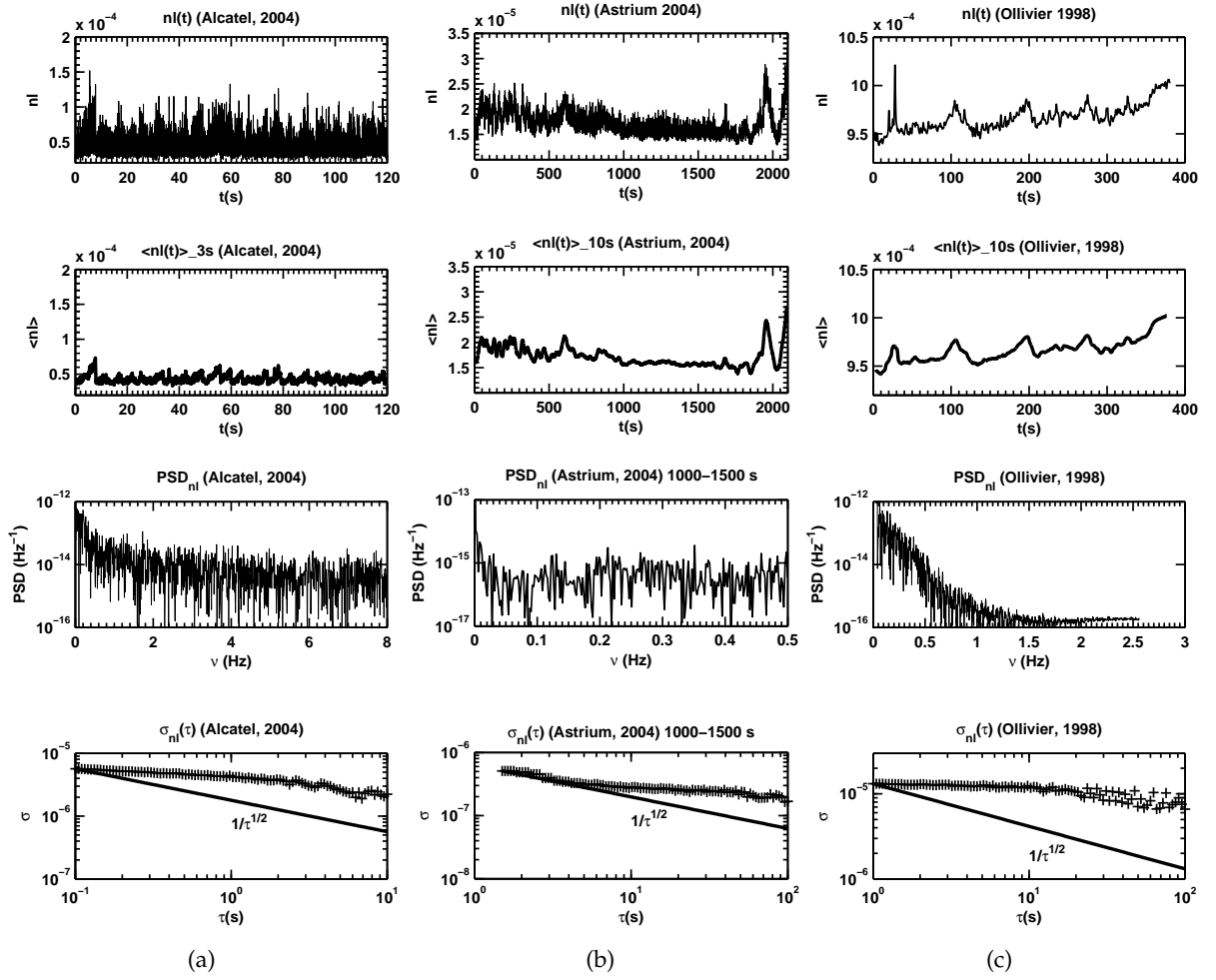


FIG. 4.11: Illustration de la stabilité obtenue pour trois bancs d'interférométrie annulante. Les figures sont organisées de haut en bas de la façon suivante : signal temporel, signal temporel lissé avec une constante de temps d'intégration plus longue, spectre de puissance et enfin écart type de l'extinction en fonction du temps d'intégration (a) Données Alcatel (2004), banc MAII (b) Données TNO-TPD Astrium (2004) (c) Données Marc Ollivier et al (1999). D'après Chazelas et al. (2006).

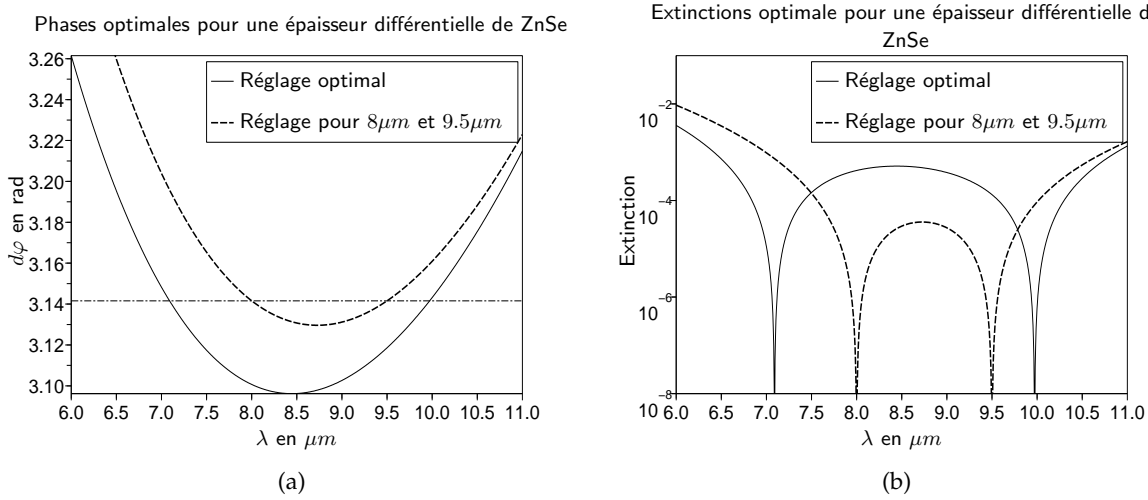


FIG. 4.12: Figure illustrant la nécessité de tester un interféromètre en lumière blanche plutôt qu'à deux longueurs d'ondes distinctes. Ici on simule un déphaseur achromatique à lame dispersive composé de ZnSe. (a) Phases introduites par le déphaseur achromatique, dans le cas qui minimise l'extinction et dans le cas où on choisit d'optimiser le déphasage à $8\mu\text{m}$ et $9,5\mu\text{m}$. (b) Extinctions obtenues. Ces deux figures montrent que l'on peut optimiser l'extinction à deux longueurs d'onde choisies en ayant des extinctions moyennes médiocres (l'extinction atteinte moyenne sur la bande dans le cas optimal est de 5×10^{-4} et 10^{-3} dans l'autre cas).

avant cette date les performances ultimes des déphaseurs achromatiques et du banc NULLTIMATE. Il faut donc trouver une stratégie pour pouvoir obtenir une caractérisation des déphaseurs avec des performances réduites.

La réalisation de l'enceinte cryogénique nécessaire à ce banc a été repoussée, pour un certain nombre de raisons techniques et économiques. Les paragraphes suivants décriront la version cryogénique du banc NULLTIMATE. Le banc sera d'abord monté dans une version à température ambiante. La description de cette version à température ambiante est l'objet du paragraphe 4.9. Encore une fois ce choix va limiter les performances du banc :

- Le banc sera à l'air. Il y aura donc des turbulences qui augmenteront la valeur RMS de la différence de marche (Le banc cryogénique, lui, sera sous vide).
- Les performances en extinction seront limitées par le rapport signal à bruit en bande large (voir paragraphe 4.8).

La stratégie de mesure retenue est la suivante :

- Le banc d'interférométrie sera testé en lumière monochromatique, sans déphaseurs. Dans cette configuration, même à température ambiante il est possible de mesurer des extinctions de 10^{-6} . Cela permettra de quantifier les divers défauts du banc autres que le chromatisme (polarisation, intensité, perturbations de différence de marche, front d'onde)
- Les déphaseurs seront aussi testés chacun leur tour en lumière monochromatique. Cela permettra en particulier de s'affranchir des problèmes de cohérence spatiale pour les déphaseurs à miroirs (voir paragraphes 4.3.2 et 4.3.3)

- Des mesures d’extinction seront effectuées pour chaque déphaseur achromatique avec la source à large bande.
- Pour chaque déphaseur une mesure de la phase résiduelle introduite par le déphaseur sera effectuée.
- La dernière étape consiste, à effectuer les mesures d’extinction en large bande à basse température (avec des fibres optiques).

4.2.2 Tolérances générales

Voici une compilation des tolérances de départ sur les différents éléments optiques :

- Qualité du front d’onde : $\lambda_{vis}/20$ rms
- Orientation des surfaces : 1 minute d’arc (polarisation)
- Différence de marche : $< 2\text{ nm}$ rms
- Égalité d’intensité : 0,3%
- Tilt entre les faisceaux recombinaés : < 1 seconde d’arc

4.3 Déphaseurs achromatiques

Comme nous l’avons vu au paragraphe 4.1.3, quatre déphaseurs achromatiques seront testés sur le banc NULLTIMATE. Dans ce paragraphe leurs implémentations seront présentées, ainsi qu’une analyse de leurs performances.

4.3.1 Lames dispersives

Ce déphaseur a été conçu par la société Alcatel Alenia Space. Il est composé de 3 matériaux infrarouges différents :

- ZnSe
- KRS5
- Ge

Ces trois matériaux ont été choisis à la fois pour les performances qu’ils donnent au déphaseur (voir annexe pour une comparaison des performances comparées de différents matériaux infrarouge), pour leur transmission spectrale, pour leur qualité mécanique, et pour la compatibilité de ces différents matériaux avec l’environnement cryogénique. L’étude et le choix de ces différents matériaux ont été réalisés par le LPUB (NULLTIMATE Consortium (2004)).

Les performances d’extinction et la transmission spectrale de ce déphaseur sont données figure 4.13. Ce déphaseur est constitué de matériaux d’indice de réfraction élevé. Les pertes de Fresnel sont donc importantes si on ne traite pas anti-reflet les faces des différentes lames. Différents traitements ont été étudiés dans le cadre de l’étude de ce déphaseur. Des traitements multi-couches et des traitements à base de réseaux d’ordre zéro. En théorie ces traitements

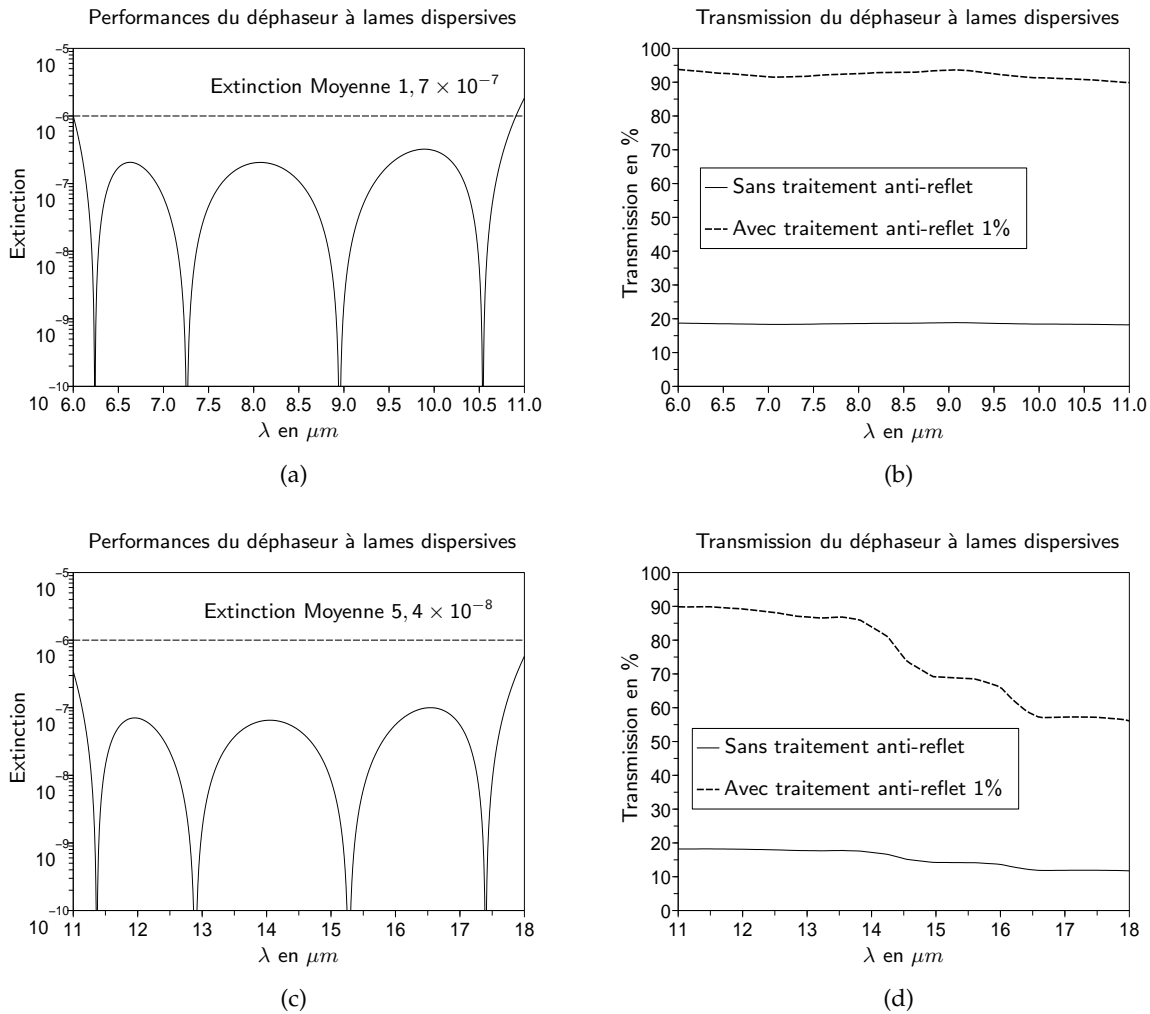


FIG. 4.13: Figure donnant les performances théoriques du déphaseur achromatique à lames dispersives conçu par Alcatel Alenia Space (a) Extinction théorique bande 6 – 11 μm (b) Transmission théorique bande 6 – 11 μm (c) Extinction théorique bande 11 – 18 μm (d) Transmission théorique bande 11 – 18 μm (Figure réalisée grâce aux algorithmes d'Alcatel Alenia Space)

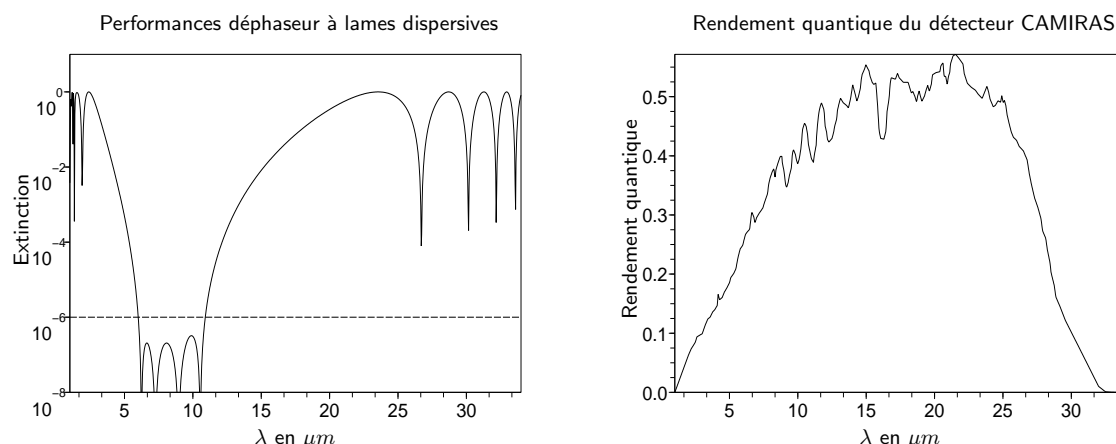


FIG. 4.14: (a) Illustration des dégradations des performances du déphaseur achromatique à lames dispersives hors de sa bande de fonctionnement (b) Rendement quantique du détecteur de NULLTIMATE (NULLTIMATE Consortium (2003b))

donnent de bons résultats. Ils sont par contre trop chers à implémenter pour le banc NULLTIMATE.

Physiquement le déphaseur se présentera sous la forme de trois lames biseautées dans chaque bras de l'interféromètre. Le biseau a deux fonctions : rejeter les réflexions parasites et rendre possible l'ajustement des épaisseurs différentielles. En effet, on ne peut pas mesurer le couple, indice de réfraction, épaisseur de la lame, de façon suffisamment précise pour obtenir, par construction, les performances en extinction de la figure 4.13. La conséquence de ces biseaux est d'introduire de la dispersion chromatique et une déviation moyenne du faisceau. Le choix des angles des biseaux et des orientations des lames permet de minimiser ces défauts. Le design actuel des lames donne :

- Une déviation de 1 minute d'arc
- Une dispersion chromatique de : 6 secondes d'arc

Ce déphaseur nécessite pour son bon fonctionnement d'être éclairé dans sa stricte bande passante, en effet en dehors de celle-ci ses performances sont rapidement dégradées (voir figure 4.14). La solution consiste à utiliser des filtres passe-bande qui atténuent le flux parasite dans la zone de sensibilité du détecteur (figure 4.14, page 93). Pour avoir une extinction de 10^{-6} pour tout canal spectral de largeur $1 \mu m$ dans la bande $6-18 \mu m$ (c'est à dire pour une résolution spectrale proche de celle de DARWIN), Il faut des filtres dont le gabarit est donné figure 4.15, page 94.

4.3.1.1 Tolérances

Tolérances de fabrication :

- Les épaisseurs doivent être réalisées à $1/100mm$ pour être sûr qu'il existe au sein des lames réalisées un jeu d'épaisseur qui donne les performances souhaitées.

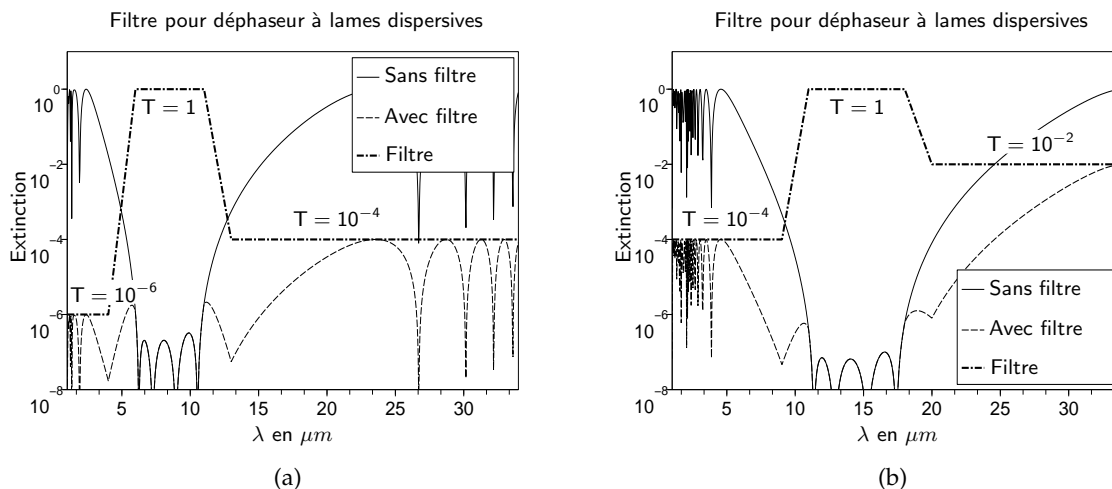


FIG. 4.15: Gabarit des filtres passe bande nécessaire pour l'utilisation du déphaseur à lames dispersives, dans les deux bandes de longueurs d'onde pour NULLTIMATE. (a) bande 6–11 μm (b) bande 11–18 μm

- Les angles des biseaux doivent être réalisés à 20 seconde d'arc de précision pour être sûr que le point de fonctionnement se trouve sur la lame et que la déviation et la dispersion restent dans les proportions indiquées plus haut.

Tolérances d'alignement :

L'alignement des lames a une incidence sur divers paramètres du banc :

- La direction du faisceau émergent
- La dispersion chromatique résiduelle
- La polarisation
- Le chromatisme de la différence de marche

L'effet le plus contraignant de la liste est la polarisation, il donne des contraintes d'alignement à 0,3 degrés.

Contraintes thermiques :

Les indices de réfractions des différents matériaux sélectionnés sont très variables avec la température (à 300K $\frac{dn}{dT}$: KRS5 : -235×10^{-6} , Ge : 396×10^{-6} , ZnSe : 61×10^{-6} *, alors que le N-BK7 verre classique a une variation d'indice avec la température de $0,8 \times 10^{-6}$), par conséquent la position du point de fonctionnement est très dépendante de la température.

4.3.1.2 Réglage

Le réglage de ce déphaseur à son point de fonctionnement est assez complexe. En effet il faut minimiser expérimentalement une fonction de 4 paramètres : les trois épaisseurs différentielles

*D'après www.crystran.co.uk consulté le 4 septembre 2006

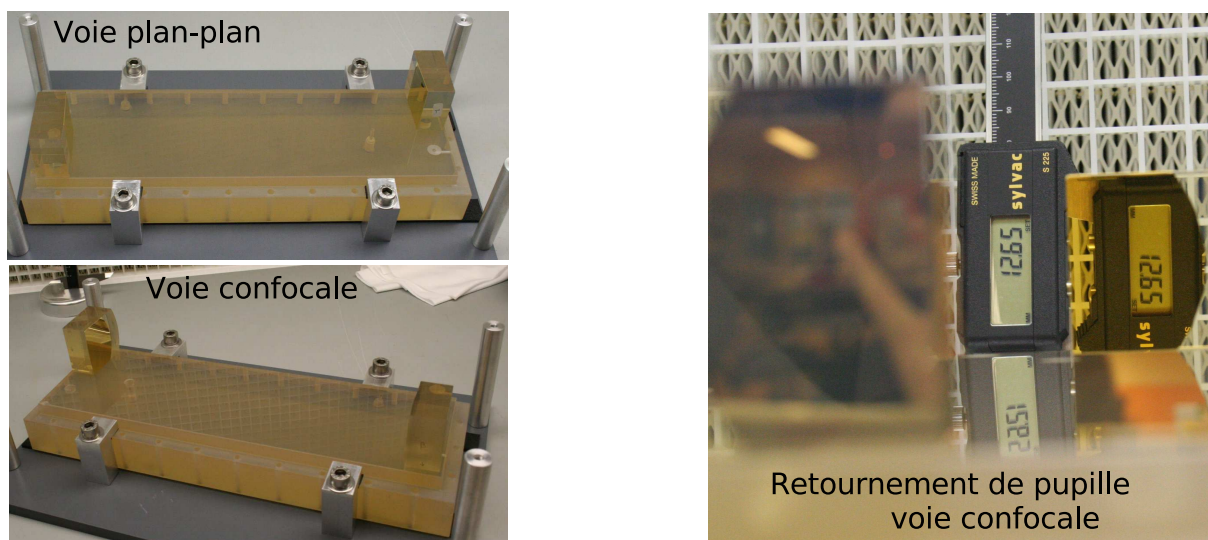


FIG. 4.16: Déphaseur achromatique à passage par le foyer : Il est composé de deux ensembles en Zérodur, la voie plan-plan avec des miroirs plans et la voie confocale avec deux paraboles hors axe. La figure de droite montre l'image inversé d'un pied à coulisse à travers la voie confocale du dispositif.

de matériaux et la différence de marche. Les méthodes pratiques pour arriver à ce réglage sont en cours d'évaluation.

4.3.2 Déphaseur à passage par un foyer

Ce déphaseur a été conçu et étudié par l'Observatoire de la Côte d'Azur. Dans un bras de l'interféromètre sera placé un dispositif afocal et dans l'autre un dispositif avec des miroirs plans. Ce dispositif a été réalisé entièrement en Zerodur, il est composé de deux blocs indépendants assemblés par adhérence moléculaire. Les miroirs sont traités à l'or non protégé. On peut voir une photo du dispositif figure 4.16, page suivante.

Ce dispositif est dans son principe complètement achromatique. Il existe cependant trois sources de limitation de ses performances :

- **La dispersion d'incidence** : dans la voie composée de miroirs plans, les angles d'incidence sont constants sur toute la surface du faisceau. Ce n'est pas le cas dans la voie composée de miroirs paraboliques. Nous l'avons vu au chapitre précédent les différences d'incidence provoquent des dissymétries de polarisation entre les deux voies. Ces effets sont cependant faibles : la contribution à l'extinction de ce défaut devrait être inférieure à $N \leq 5 \times 10^{-8}$.
- **Des dissymétries pupillaires** : les chemins optiques sont égaux dans les deux voies, mais les pupilles ne sont pas disposées de la même façon à cause des paraboles. Il en résulte des dissymétries de diffraction. Cela impacte le front d'onde et la distribution spatiale d'énergie du faisceau. Ce problème est particulièrement important en l'absence de fibres optiques. Un moyen de limiter la contribution de ce défaut consiste à placer des diaphragmes à des positions bien choisies sur le banc (voir NULLTIMATE Consortium (2004)). En cas d'absence de

filtrage modal, la contribution à l'extinction de ce défaut est de l'ordre de $N \leq 10^{-6}$ dans la bande 6-11 μm et $N \leq 10^{-5}$ dans la bande 11-18 μm .

- **Retournement de la pupille :** Le dispositif effectue un retournement de la pupille dans le bras où se trouve le dispositif afocal. Lors de la recombinaison, il faut que les faisceaux aient une grande cohérence spatiale pour préserver le contraste (voir chapitre 3). Le taux de cohérence doit être de $\gamma \geq 1 - 2 \times 10^{-6}$ pour pouvoir obtenir des extinctions de $N = 10^{-6}$. Pour obtenir ce taux de cohérence il est nécessaire de disposer de fibres optiques monomodes, ou d'une source laser.

4.3.2.1 Tolérances

Tolérances de fabrications :

Les tolérances de fabrications sont nombreuses car les réglages effectués à l'assemblage sont définitifs (voir NULLTIMATE Consortium (2004)) . Les tolérances ont été déterminées pour donner au déphaseur une qualité optique de $\lambda_{vis}/20$ rms sur l'onde.

L'assemblage des dispositifs s'est fait sous contrôle interférométrique ce qui a permis de vérifier en permanence la qualité des fronts d'ondes obtenus. Cela s'est révélé particulièrement utile dans la voie confocale.

Tolérances d'alignement :

Une fois les deux dispositifs réalisés et donc réglés en interne, il faut les aligner pour maintenir leur propriétés. Les contraintes viennent de deux sources :

- Il faut maintenir la qualité optique des fronts d'ondes. Cela donne des tolérances d'alignement à 20 secondes d'arc
- Il faut maintenir les erreurs de polarisation faible. Cela donne des tolérances d'alignement à la minute d'arc.

En ce qui concerne les tolérances de positionnement les contraintes sont beaucoup moins importantes une précision de positionnement au millimètre est suffisante. Seule le positionnement en hauteur est sensible cela permet en effet de garder le faisceau dans le plan de l'interféromètre.

4.3.3 Déphaseur à retournement du champ électrique

Ce déphaseur a été conçu par l'entreprise Kayser Threde, avec la collaboration de l'institut Max-Planck pour l'astronomie d'Heidelberg. Il est composé de deux périscopes, image l'un de l'autre dans un miroir. Ils ont été réalisés eux aussi complètement en Zerodur. Les deux dispositifs sont monoblocs et assemblés par adhérence moléculaire. On peut voir un des dispositifs figure 4.17.

Ce dispositif est achromatique par conception. Il faut prendre en compte deux choses particulières pour son bon fonctionnement :

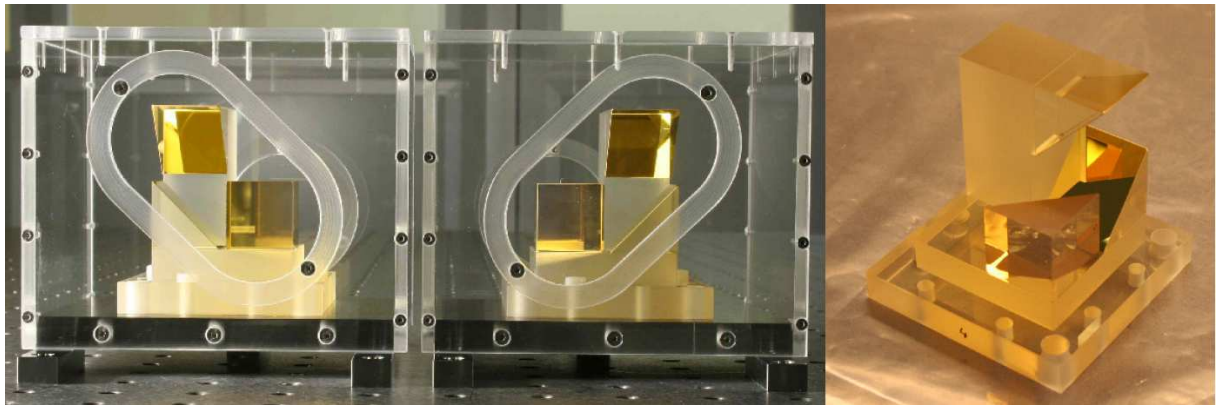


FIG. 4.17: Déphaseur achromatique à renversement du champ électrique

- **Retournement de la pupille :** Le dispositif produit une rotation relative de 180° des pupilles à la recombinaison. Cela pose le même problème que pour le déphaseur à passage par le foyer. Il faut pour un fonctionnement correct, une grande cohérence spatiale pour le faisceau.
- **Symétrie du montage :** Le dispositif a une propriété particulière, il effectue une rotation de 90° des polarisations incidentes. Ce phénomène a une conséquence importante sur la nature de l'interféromètre qui doit tester le dispositif. Il faut que celui-ci soit symétrique en terme de réflexions et transmissions, avant le déphaseur, puis après le déphaseur. On ne peut placer ce dispositif dans un simple interféromètre de Mach-Zehnder. En effet dans ce cas le nombre de transmissions et de réflexions est bien égal dans chaque bras. Cependant la rotation de 90° de la polarisation introduite par le déphaseur transforme la nature de ces réflexions et transmissions et brise du même coup la symétrie. Il faut utiliser un montage symétrique pour tester ce déphaseur.

4.3.3.1 Tolérances

Tolérances de fabrications :

Les tolérances de fabrications concernent la qualité optique des miroirs plans et leur alignement interne :

- La qualité optique globale donne $\lambda_{vis}/20$ rms
- L'alignement interne des miroirs est à 5 secondes d'arc.

Tolérances d'alignement :

La tolérance d'alignement des dispositifs dans le banc n'est contrainte que par les défauts de polarisation. Il faut aligner le déphaseur à la minute d'arc.

4.3.4 Déphaseur à réseaux d'ordre zéro

Ce déphaseur achromatique est développé à l'université de Liège (Mawet (2006)), en collaboration avec le centre spatial de Liège. C'est en fait une amélioration du double rhomboèdre de

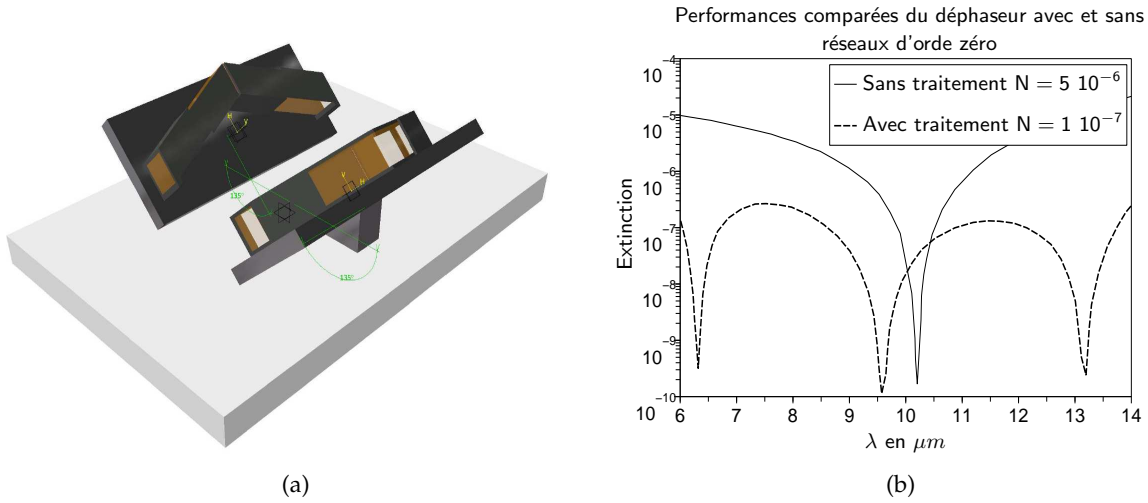


FIG. 4.18: (a) Schéma du déphaseur à réseau d'ordre 0 dans sa configuration expérimentale (b) Performances théoriques comparées d'un double rhomboèdre simple et d'un double rhomboèdre sur lequel sont gravés des réseaux d'ordre 0.

Fresnel. Le principe de ce déphaseur est d'utiliser les propriétés biréfringentes de la réflexion totale interne, et d'achromatiser ces propriétés grâce à la gravure de réseaux d'ordre zéro (ou ZOG pour Zero Order Grating). La configuration retenue est celle de double rhomboèdre de Fresnel. Cette configuration est en effet beaucoup plus tolérante en terme de divergence de faisceau et d'orientation générale de l'ensemble. Le matériau retenu pour la fabrication est le $ZnSe$. Ce n'est pas le matériau qui donne les meilleurs performances théoriques, mais c'est celui qui est le moins cher et le mieux connu pour réaliser le composant. La figure 4.18 donne une illustration de l'implémentation du déphaseur, ainsi que ses performances attendues.

Au vue de la géométrie du composant optique obtenu, il faut impérativement traiter le problème des réflexions parasites. Une partie des faisceaux parasites peuvent être déviés en utilisant des faces d'entrée et de sortie tiltés (inclinées par rapport à un plan normal au faisceau). Cette mesure s'avère en fait insuffisante et doit être complétée par l'utilisation de traitements anti-reflets sur les faces d'entrée et de sortie des quatre rhomboèdres.

Ce dispositif est par conception faiblement chromatique. Il ne produit pas de retournement de pupille. Il nécessite cependant une compensation de chromatisme. En effet l'épaisseur optique de $ZnSe$ dans les deux bras ne sera pas forcément la même à cause d'erreurs de fabrication et d'alignement. Ce chromatisme peut être compensé en introduisant une épaisseur différentielle ajustable de $ZnSe$ sur le banc. Cela n'est pas une contrainte supplémentaire : en effet cette compensation de chromatisme est déjà indispensable à l'interféromètre lui-même (inégalité d'épaisseur séparatrice / recombinaison).

4.3.4.1 Tolérances

Tolérances de fabrication

La qualité de polissage optique retenue est $\lambda_{vis}/30$ rms.

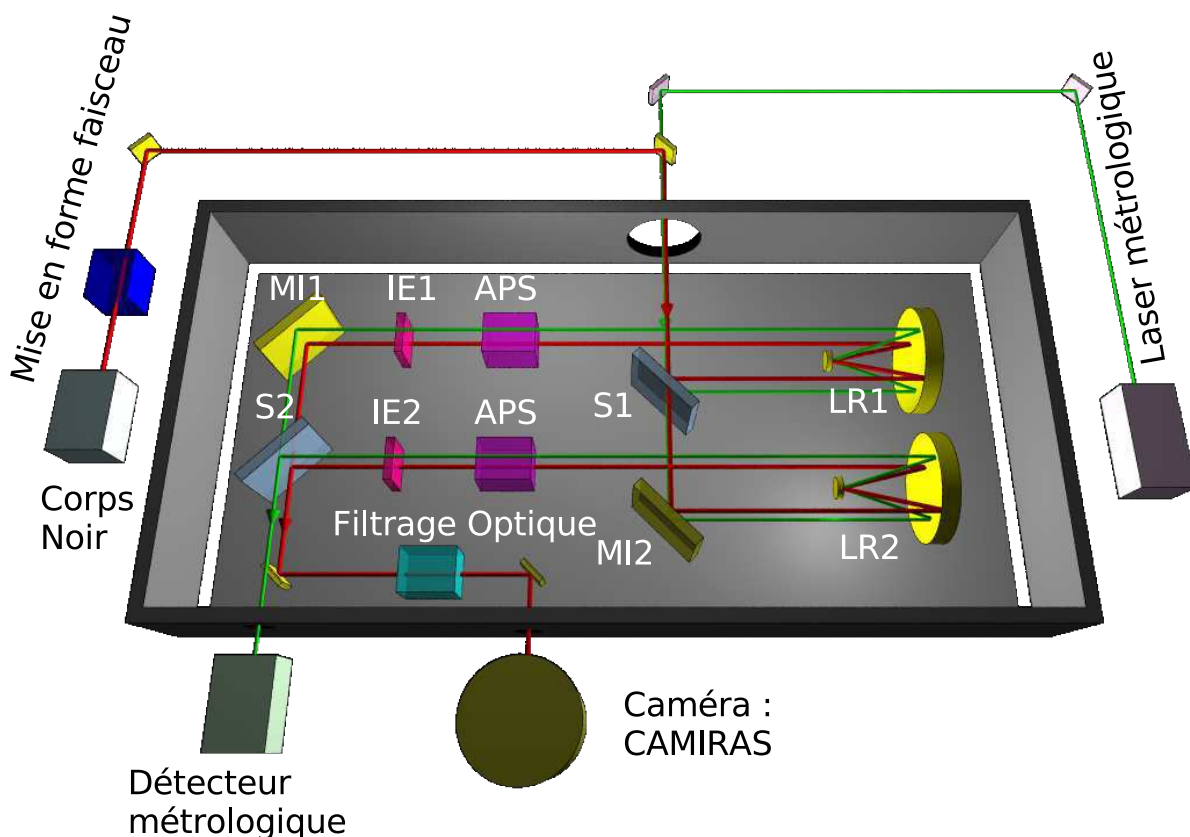


FIG. 4.19: Schéma Optique de banc NULLTIMATE. L'enceinte autour du banc symbolise l'enceinte cryogénique du banc.

Les angles des surfaces d'entrée et sortie par rapport à un plan normal au faisceau sont de 1 degré.

Les réseaux doivent être réalisés avec une précision de 2% sur les paramètres de période, profondeur et rapport d'aspect.

Tolérances d'alignement

Les tolérances d'alignement, pour ce dispositif, sont contraintes uniquement par la polarisation. Comme le reste des éléments du banc ce dispositif doit être aligné à la minute d'arc.

4.4 Conception Optique

La conception optique du banc NULLTIMATE a été l'une de mes principale responsabilité dans le projet.

Le schéma optique de banc NULLTIMATE est celui de la figure 4.19, page suivante. Dans ce paragraphe les différents éléments optiques de ce banc vont être décrit.

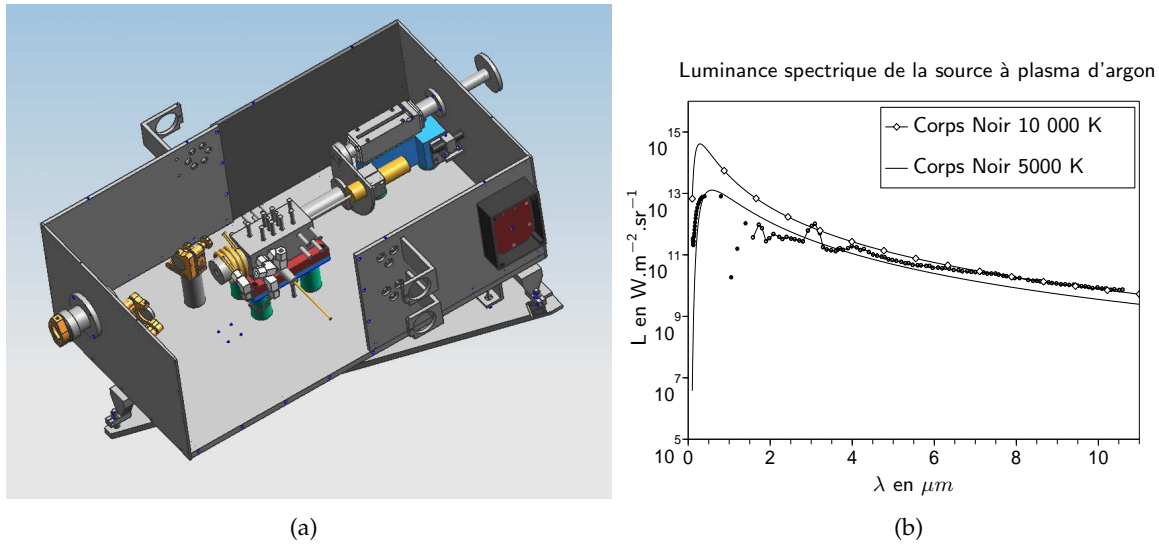


FIG. 4.20: (a) Schéma de la source à plasma d'argon d'après (b) Luminance spectrique de la source (d'après Bridges et Midgall (1996))

4.4.1 Source

Le banc NULLTIMATE sera utilisé avec deux sources différentes. Une source monochromatique pour tester le banc lui même et une source polychromatique pour tester les déphaseurs.

La source monochromatique sera un laser CO_2 . Il devrait délivrer un flux inférieur à 1W à $10,6 \mu\text{m}$.

La source polychromatique est une source à plasma d'Argon. Un arc électrique ionise de l'argon et émet de la lumière entre l'UV et l'infrarouge. Cette source a été développée par le N.I.S.T (National Institut of Standard and Technology). Le rayonnement est un continuum dans l'UV et l'infrarouge moyen, et un rayonnement de raie entre les deux (voir figure 4.20). La partie intéressante du spectre émis par la source pour le banc est le continuum dans l'infrarouge thermique. Ce continuum est équivalent à un corps noir de température 10 000 K. Cette source très brillante nous permettra de pallier à la faible transmission du banc.

4.4.2 Mise en forme du faisceau

La mise en forme du faisceau sera faite de deux façons différentes selon les sources et la disponibilité de filtres monomodes. Nous l'avons vu il est nécessaire d'avoir un faisceau collimaté dans l'interféromètre, avec la plus grande cohérence spatiale possible.

Avec le laser CO_2 , un simple filtrage spatial devrait permettre de filtrer les modes spatiaux résiduels de la cavité et donc rendre le laser extrêmement cohérent spatialement.

Avec la source à plasma l'idéal serait de pouvoir injecter la source dans une fibre optique monomode. Le faisceau en sortie de fibre est parfaitement spatialement cohérent. Dans le cas ou

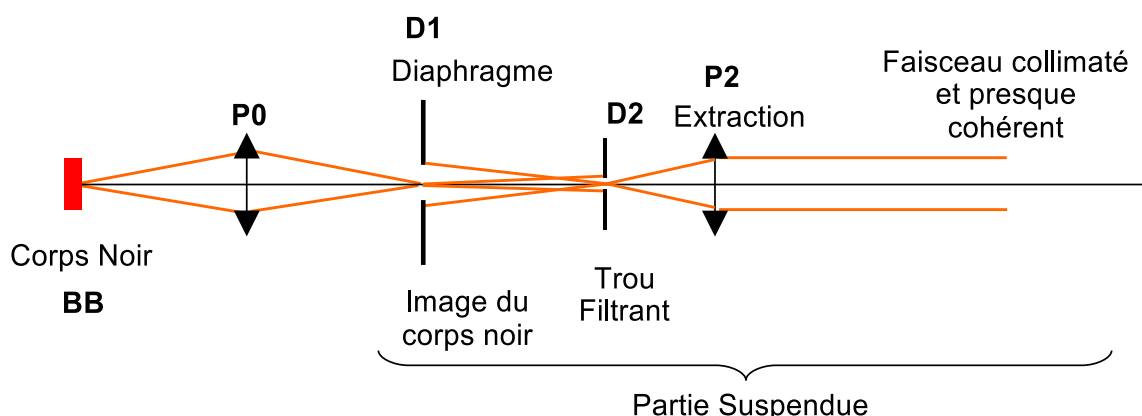


FIG. 4.21: Schéma optique de la mise en forme du faisceau dans le cas du corps noir et d'un filtrage spatial. Le système présenté est peu sensible aux variations relatives de position entre le corps noir et la table suspendue de l'interféromètre.

ces filtres monomodes ne seront pas disponibles pour les premières mesures du banc, un filtrage spatial du faisceau sera effectué. Cela limitera fortement les extinctions accessibles avec les déphaseurs qui introduisent des rotations de pupille.

Les optiques employées seront des paraboles hors-axe dorées. En effet ces optiques ne présentent pas de chromatisme.

L'interféromètre se trouve sur une table montée sur des isolateurs pneumatiques. Que ce soit le laser ou la source à plasma, les sources optiques génèrent des vibrations mécaniques (à cause des systèmes de refroidissement). Il faut donc que la mise en forme finale du faisceau se fasse sur la table suspendue pour que la position relative du faisceau et de l'interféromètre restent constants. Le transport du faisceau de la source à la table suspendue se fera par fibre optique multi-mode ou par un système optique peu sensible aux variations de la direction incidente du faisceau. La figure 4.21 montre la version de l'injection qui sera implémentée en premier sur le banc. L'idée est de ré-imager le corps noir sur un diaphragme de diamètre plus petit que le diamètre utile du corps noir. De cette façon les mouvements relatifs entre le corps noir et la table portant l'interféromètre devraient avoir un effet réduit sur la quantité de photons injectée dans le banc. La sélection de l'étendue géométrique se fait entre deux diaphragmes. Les propriétés géométriques du faisceau sont déterminées ensuite par la diffraction (voir Chazelas (2003)).

4.4.3 Interféromètre

4.4.3.1 Schéma

Le schéma retenu pour l'interféromètre est celui d'un Mach-Zehnder. En fait deux versions de l'interféromètre seront implémentées. Une version simple, applicable aux déphaseurs à lames dispersives et au déphaseur à passage par le foyer. Le déphaseur à retournement de champ électrique lui, nous l'avons vu, nécessite un montage symétrique.

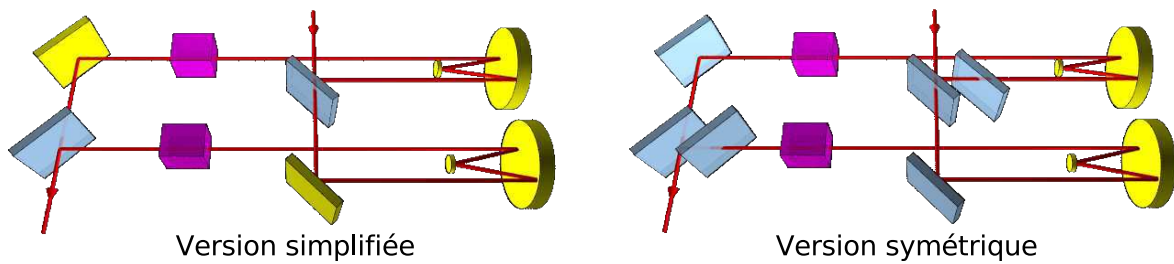


FIG. 4.22: Schéma optique des deux versions de l'interféromètre. Dans la version symétrique, les miroirs sont remplacés par des miroir en $ZnSe$, non traités.

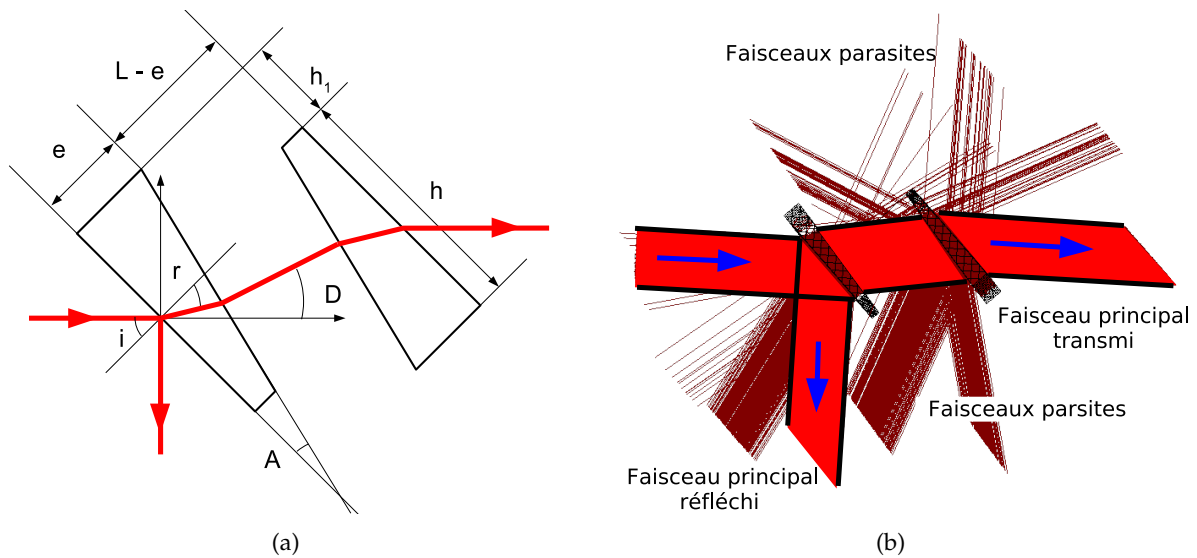


FIG. 4.23: (a) schéma de principe des séparatrices/recombinatrices pour le banc NULLTIMATE. (b) Schéma représentant la distribution spatiale des différentes réflexions parasites des séparatrice. Il est à noter qu'aucun faisceau parasite n'est parallèle ou colinéaire avec les faisceaux principaux.

Les interféromètres sont repliés par les lignes à retard. Cela permet d'économiser des surfaces optiques.

La symétrisation de l'interféromètre a été faite à l'économie de surface. Par conséquent cette version du banc a une transmission bien moins bonne que la version simple. Dans la version symétrique, les miroirs $MI1$ et $MI2$ du schéma 4.19 sont remplacés par des lames en $ZnSe$. Dans chaque bras sont ajoutés des séparatrices vues en transmission de façon à équilibrer le nombre de réflexions et de transmissions dans chaque bras. L'impératif est d'obtenir cet équilibre avant le déphaseur, puis après le déphaseur.

On peut voir les schémas retenus sur la figure 4.22.

4.4.3.2 Séparatrices / Recombinatrices

Nous avons vu au paragraphe 4.1.2.2 quelles sont les contraintes sur le dispositif optique de séparation. Nous avons choisi des séparatrices à doubles lames biseautées. En effet elles présentent dans notre montage un certain nombre d'avantages :

- Rejet des faisceaux parasites, voir figure 4.23,
- Faisceaux non dispersés angulairement pour les déphaseurs achromatiques (Ils sont par contre dispersés latéralement),
- Existence d'un moyen simple d'ajuster l'épaisseur relative séparatrice/recombinatrice (il suffit de translater l'une des deux lames),
- Possibilité de les utiliser comme déphaseur achromatique médiocre pendant la phase de test de l'interféromètre.

Le matériau retenu pour les séparatrices est le ZnSe. En effet ce matériau est le seul matériau parmi ceux étudiés pour les lames dispersives qui soit transparent dans le visible et dont l'usinage est bien maîtrisé. Le KRS5 aurait été un meilleur matériau au point de vue de la transmission dans la bande $11 - 18 \mu m$ mais les propriétés mécaniques et thermiques de ce matériau nous ont fait préférer le ZnSe comme matériau pour l'interféromètre de test.

Grâce à la possibilité d'ajustement de l'épaisseur relative séparatrice/recombinatrice, les tolérances d'alignement de ce dispositif sont assez larges :

- La tolérance d'alignement imposée par les défauts de chromatismes est de un degré (par rapport au faisceau)
- La tolérance d'alignement imposée par les défauts de polarisation domine. Elle est de ± 30 secondes d'arc (par rapport au faisceau)

La monture retenue pour ce dispositif est montrée figure 4.24, page suivante. La monture doit assurer plusieurs fonctions. Elle doit tout d'abord assurer le maintien en direction des deux lames de la séparatrice lors du refroidissement de l'interféromètre. Pour cela il faut utiliser une monture isostatique, qui permet au système des dilatations différentielles entre les différents matériaux. La deuxième fonction à assurer est la thermalisation de la lame de ZnSe. Il a été choisi de dissocier cette fonction de la précédente pour simplifier la conception mécanique. La solution retenue consiste à percer la lame de ZnSe dans une partie loin du faisceau et de fixer grâce à une vis une tresse de thermalisation. La pression de la vis a été calibrée de façon à ne pas déformer la lame en ZnSe et à permettre une thermalisation dans des délais raisonnables (voir annexe B). Les déformations introduites sur la lame dans la partie utile sont inférieures à $\lambda_{vis}/20$ (voir annexe B).

Des lames semi-réfléchissantes sont souvent traitées de façon à obtenir des coefficients de réflexion et de transmission le plus proche possible de 50%. L'indice du matériau choisi est de $n_{znse} \simeq 2,4$, ce qui est élevé. Cela donne des coefficients de réflexion moyen de 17% dans l'infrarouge et une transmission de 83 % en moyenne dans la même bande. Il est certainement possible de trouver un traitement améliorant la situation, mais cela serait au prix d'un risque supplémentaire sur la qualité de l'extinction. En effet tout traitement a des effets sur la polarisation et la phase, variables avec la longueur d'onde. Ces effets sont compensés par la symétrie du banc, mais il faut cependant que les traitements des séparatrices et des recombinateurs soient

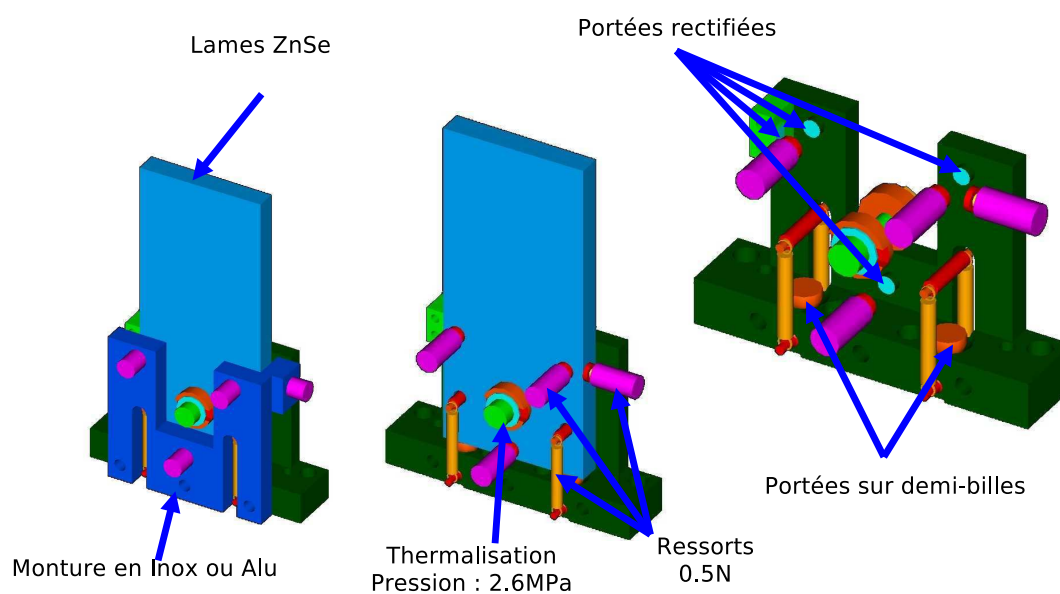


FIG. 4.24: Schéma illustrant les principes retenus pour la monture des lames en ZnSe constituant les dispositifs séparateur et recombineur. Les fonctions de maintien en position et de thermalisation sont découplées. La fonction de maintien en position est assurée par une monture isostatique permettant de supporter les dilatations différentielles importantes entre les séparatrices et le métal de la monture au moment du passage à basse température. La fonction thermalisation est assurée par une vis traversant la lame de ZnSe.

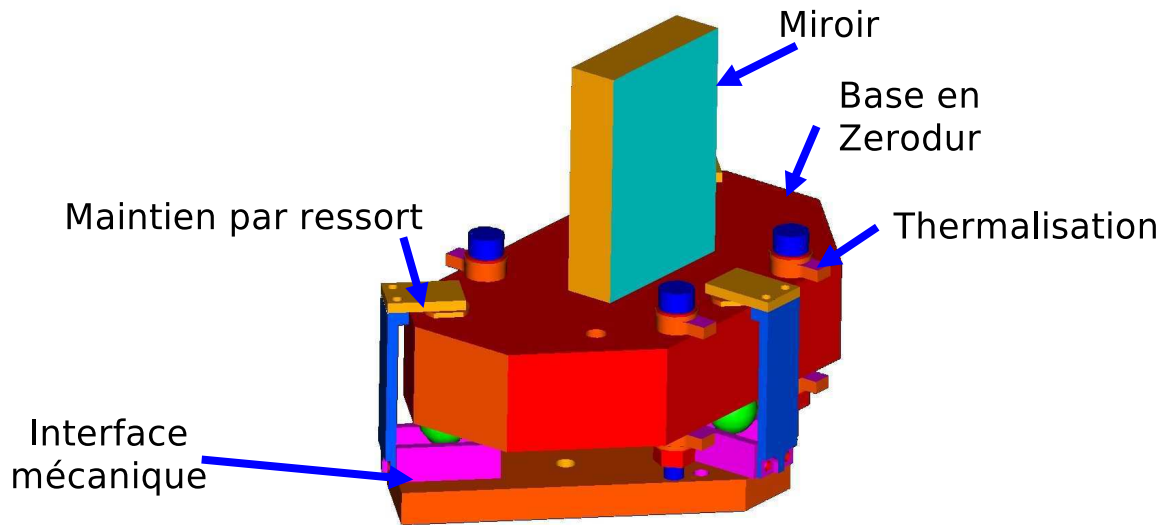


FIG. 4.25: Schéma illustrant la façon dont les miroirs en Zerodur doivent être montés.

les plus identiques possibles (des différences d'épaisseur moyenne de couche de l'ordre du nanomètre au plus). Nous avons choisi de ne pas faire déposer de traitement semi-réfléchissant de façon à minimiser le coût des séparatrices (un traitement non standard est cher, d'autant plus quand celui-ci doit fonctionner à basse température) et les risques pour l'extinction.

4.4.3.3 Miroirs (hors déphaseurs et lignes à retard)

Les miroirs de l'interféromètre seront de deux types :

- Soit des miroirs en ZnSe pour sa version symétrique. Dans ce cas ils seront montés sur le banc de la même façon que les lames séparatrices.
- Soit des miroirs en Zerodur. Dans ce cas leur monture est montrée sur la figure 4.25. Le principe est toujours de séparer les fonctions de thermalisation et de maintien de la direction. Pour faciliter la thermalisation les miroirs doivent être adhérents sur une base elle aussi en Zerodur. Les tresses de thermalisation seront fixées à cette base. Les déformations causées par les efforts introduits par les tresses de thermalisation seront donc négligeables au niveau de la surface optique. La monture isostatique est réalisée par une liaison trois traits (trois trous coniques dans la base en Zerodur dans lesquels se logent trois billes en céramique, qui glissent dans trois vés concourants dans le métal de la monture).

Le traitement retenu dans le cas des miroirs en Zerodur est un traitement à l'or non protégé. En effet les matériaux classiques déposés pour réaliser une protection de la couche d'or introduisent des pertes importantes aux longueurs d'ondes de NULLTIMATE. Voir figure 4.26 (a) pour le cas de deux matériaux de protections classiques. Il y a des bandes d'absorption non négligeables, qui peuvent être réduites avec l'épaisseur de la couche. Cependant les couches de 20nm protègent-elle encore la couche d'or sachant que ces couches sont inévitablement poreuses ? De plus il faudrait obtenir des couches de protection d'une grande uniformité, car une inégalité d'épaisseur dans les traitements, entre les deux voies, a un effet sur l'extinction (voir

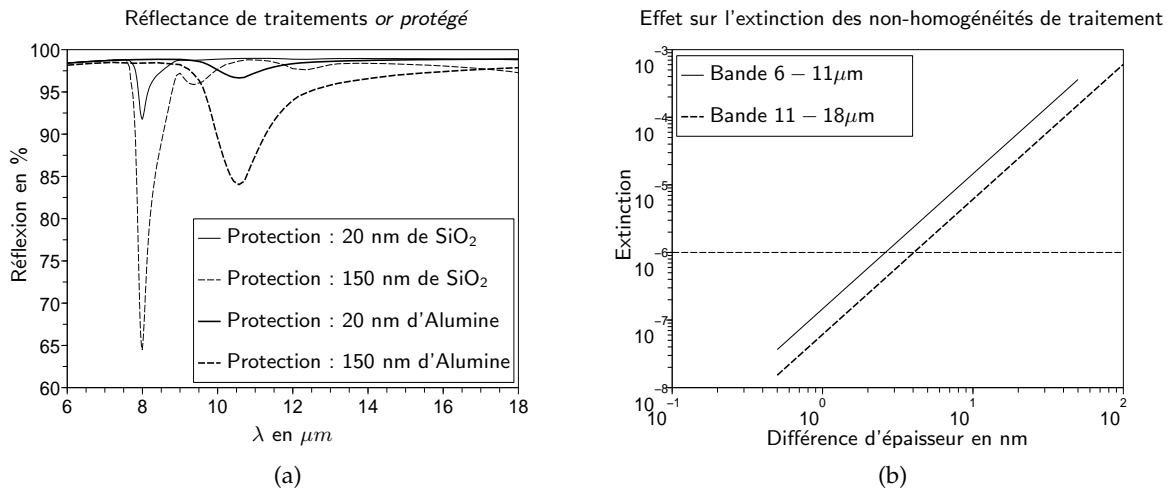


FIG. 4.26: Figure illustrant les défauts potentiels introduits par l'utilisation d'une couche de protection sur des optiques en or dans le cadre de l'interférométrie annulante. (a) Réflectance spectrale d'un miroir en or protégé dans différents cas, dans la bande spectrale de NULLTIMATE. (b) Effet sur l'extinction d'une inégalité d'épaisseur moyenne du traitement protecteur pour deux miroirs de l'interféromètre.

figure 4.26 (b)). Il faut moins d'un nanomètre de différence d'épaisseur moyenne entre deux optiques homologues dans les différents bras de l'interféromètre. C'est réalisable pour des optiques planes mais probablement plus difficile à obtenir pour des optiques concaves comme celle du déphaseur à passage par le foyer. Nous avons choisi l'or non protégé car sa fragilité est tout à fait maîtrisable. Le risque sur les performances, induit par un traitement de protection, nous a semblé trop élevé.

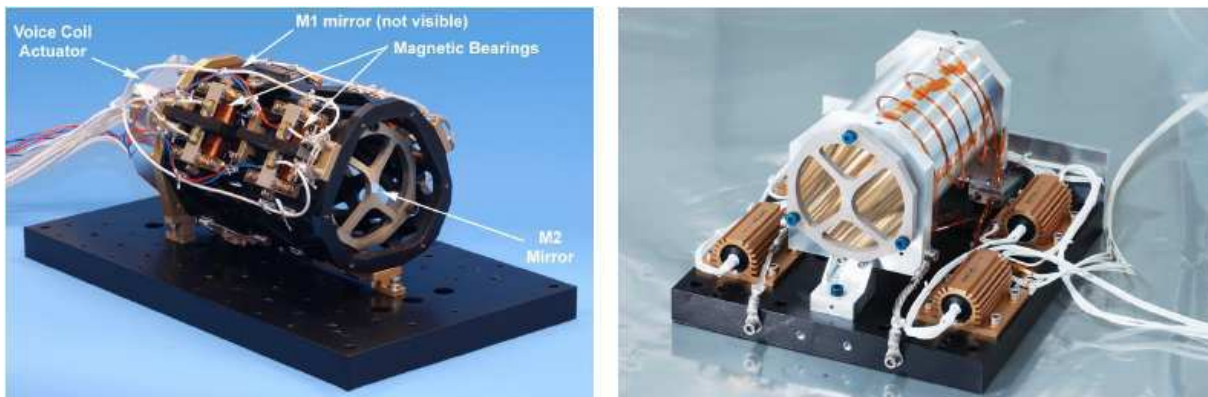


FIG. 4.27: Lignes à retards développées pour Darwin sous la direction de l'entreprise TNO-TPD. À gauche la partie mobile et à droite la partie fixe. (image d'après Van den Dool et al. (2006a))

| Caractéristiques | Valeur |
|--|-----------------------------|
| Puissance dissipée pour la maquette | 20mW |
| Tilt dynamique résiduel en sortie de montage | $\leq 0.1 \mu rad$ |
| Décalage latéral du faisceau de sortie | $\leq 10 \mu m$ |
| Défaut de front d'onde (à 300 K) | 12 nm rms |
| Transmission dans la bande 4 – 20 μm | $> 97\%$ |
| Rotation relative de polarisation | $< 2 \times 10^{-4}$ degrés |
| Ellipticité relative de la polarisation | $< 1 \times 10^{-3}$ degrés |
| Tilt statique | $< 4 \mu rad$ |
| Course | 20mm |
| Résolution | 0.3 nm |
| Stabilité en boucle fermée | 0.9 nm |
| Vitesse de déplacement maximale | 20mm.s ⁻¹ |
| Temps de réponse | $< 20 ms$ |

TAB. 4.3: Caractéristiques des lignes à retards conçues sous la direction de TNO-TPD, d'après Van den Dool et al. (2006a).

4.4.3.4 Lignes à retards

Pour les lignes à retard deux systèmes ont été envisagés :

- Reproduire de façon cryogénique les lignes à retard de SYNAPSE, c'est à dire des prismes en toit montés sur une translation ayant peu de rotations résiduelles. L'adaptation cryogénique devait être développée par l'entreprise CEDRAT groupe.
- Notre projet s'est trouvé temporellement retardé ce qui a permis à un autre contrat de l'ESA d'aboutir sous la forme de lignes à retards cryogéniques, conçues pour l'instrument en vol. Leur utilisation sur le banc est possible et leurs spécifications sont évidemment correctes. Ces lignes à retards sont des oeils de chats. Le mécanisme d'actuation est le même que celui d'un haut-parleur : un système aimant-bobine. Les caractéristiques de la ligne à retard sont données dans le tableau 4.3.

4.4.3.5 Compensateur d'intensité

Pour pouvoir obtenir un fort contraste nous avons déjà vu qu'il fallait pouvoir compenser des défauts d'intensité. Il faut le faire de façon achromatique. A cause de la diffraction le diamètre du faisceau varie linéairement avec la longueur d'onde il peut y avoir jusqu'à 2 mm entre les diamètres extrêmes de la bande passante. Un couteau sous forme de demi-plan serait donc chromatique. Il en va de même pour des diaphragmes circulaires. La forme de couteau qui est la plus "achromatique" dans notre cas est le secteur angulaire voir figure 4.28, page suivante.

4.4.3.6 Compensateur de polarisation

Nous n'avons pas souhaité implémenter un tel dispositif.

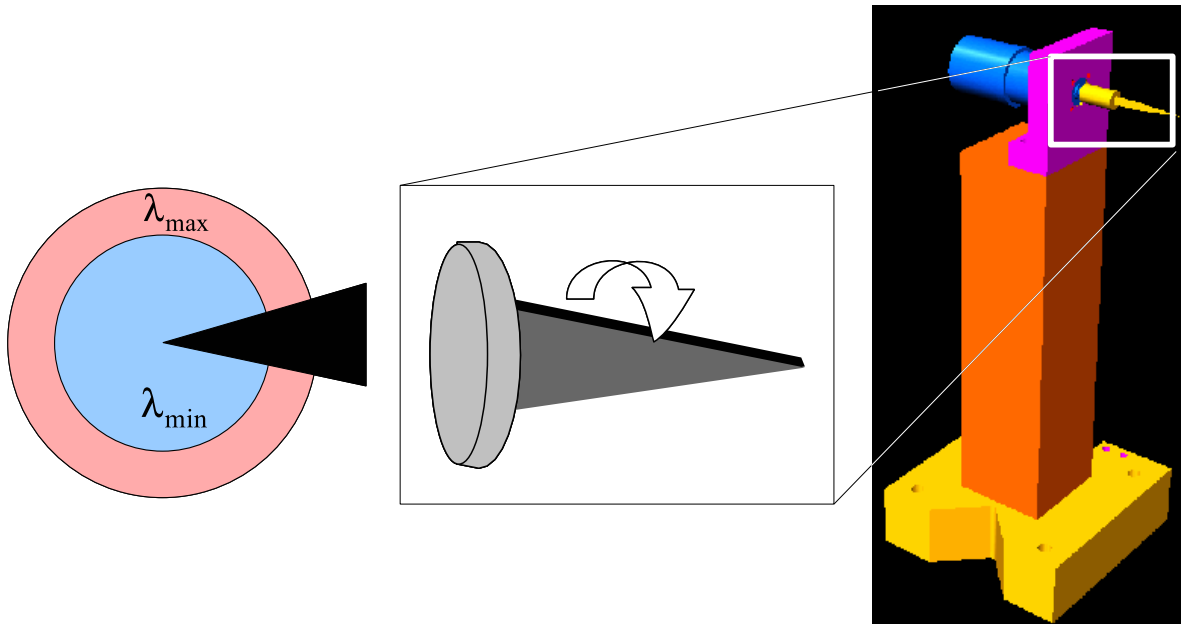


FIG. 4.28: Schémas illustrant le principe et la mise en œuvre du dispositif de compensation d'intensité. A gauche un schéma illustre le caractère achromatique du dispositif. A droite, le schéma illustre la façon de faire varier la valeur effective du secteur angulaire vue par le faisceau à la manière du store vénitien proposé par (Serabyn (2003a)).

4.4.3.7 Filtrage optique

Le filtrage optique sera réalisé dans un premier temps par un trou filtrant. Lorsque des fibres optiques ou des guides d'ondes monomodes seront disponibles alors ils seront installés sur le banc

4.4.4 Détecteurs

Plusieurs types de détecteurs seront utilisés. Pour faire les mesures avec le laser CO_2 , un détecteur HgCdTe sera amplement suffisant (voir les applications numériques dans le paragraphe 4.8). Nous disposons de plus d'un détecteur dont l'étendue géométrique de réception est extrêmement faible ($3\lambda^2$ pour $\lambda = 8.5 \mu m$) de façon à limiter le bruit du fond thermique et donc augmenter la sensibilité du détecteur. Cette limitation de l'étendue géométrique est obtenue grâce à une lentille froide et un diaphragme froid dans le détecteur. Ce détecteur est sensible entre 7, 8 à $12 \mu m$.

Ce détecteur a les caractéristiques suivantes :

- Surface sensible $50 \times 60 \mu m$
- Température de fonctionnement 77 K
- D^* de 2 à $4 \times 10^{10} cm.Hz^{-1/2}.W^{-1}$
- NEP de $1,5$ à $3 \times 10^{-13} W.Hz^{-1/2}$ (Noise Equivalent Power, puissance équivalente de bruit)

- Seuil de destruction $20mW$
- Le détecteur est au foyer d'une lentille de $6,5mm$ de focale
- Le diamètre du diaphragme froid est de $2mm$ il est placé sur la lentille froide
- Le hublot du cryostat se trouve 5 cm en avant du détecteur.

Par contre pour les mesures avec le corps noir ce type de détecteur s'avère insuffisant lorsque les extinctions sont proches des performances maximales du bancs. Nous disposons pour cela d'une ancienne caméra développé par le CEA : CAMIRAS (Galdemard et al. (1998)). C'est une cible en $Si : Ga$ fonctionnant à $4K$, sensible entre 6 et $27\mu m$. Ses caractéristiques de détection sont les suivantes :

- Matrice : 192×128 pixels
- Pixels : $75\mu m \times 75\mu m$
- Photo-électrons d'obscurités (à $4K$) : $6 \times 10^5 e^- . px^{-1} . s^{-1}$
- Bruit de lecture : $1300 e^- . px^{-1}$
- Taille des puits : $2 \times 10^7 e^-$ ils ne doivent pas être pleins à plus que $2/3$
- L'efficacité quantique moyenne du détecteur (voir figure 4.14, page 93 (b)) est de 0.3 pour la bande $6 - 11\mu m$ et de 0.35 pour la bande $11 - 20\mu m$
- L'optique de la caméra est ouverte à $f/35$
- Bruit de lecture : $B_{lecture} = 1300 \sqrt{n_{lectures}} e^-$

4.4.5 Métrologie de la différence de marche

Nous l'avons vu, les fluctuations de la différence de marche sont un des facteurs limitants importants d'un interféromètre annulant, à la fois en terme d'extinction et de stabilité. Il est possible de réduire l'influence de ce phénomène en utilisant un contrôle actif. Pour cela il faut disposer d'une métrologie qui permet de mesurer le chemin optique. Nous souhaitons implémenter deux types de dispositifs métrologiques. Le premier est une métrologie basée sur un système commercial de chez Agilent que nous devons adapter. Le second est basé sur la modulation de la différence de marche du faisceau scientifique.

4.4.5.1 Métrologie Agilent

Cette métrologie a été développée par la société Agilent pour réaliser des asservissements de machines de très haute précision. Elle est constituée d'un laser Hélium Néon visible stabilisé en fréquence et modulé en polarisation (à haute fréquence $> 20\text{ MHz}$), d'un interféromètre, d'un détecteur et d'une électronique de traitement. Les intérêts de ce dispositif sont sa grande cadence de mesure ($\sim 20\text{ MHz}$), sa grande précision (jusqu'à $0,15nm$ de résolution) et bien sûr le fait de ne pas avoir à le développer.

Pour pouvoir utiliser cette métrologie, il faut pouvoir modifier l'interféromètre Agilent de façon à pouvoir l'imbriquer avec notre interféromètre annulant. La plus importante modification à apporter consiste à changer le type d'interféromètre employé. Les interféromètres Agilent commerciaux sont tous des Michelson. Notre montage est un interféromètre de Mach-Zehnder. J'ai conduit une étude expérimentale et théorique de cette adaptation qui a donné les conclusions suivantes :

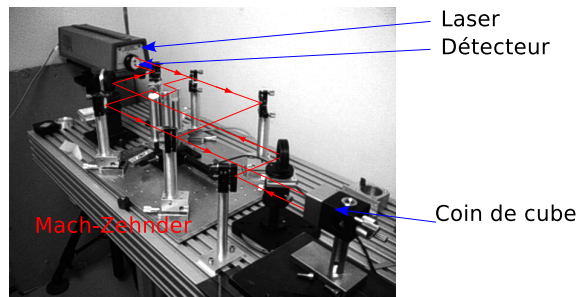


FIG. 4.29: Photo du montage expérimental qui a permis de tester un interféromètre Agilent en mode Mach-Zehnder.

| | | |
|---|--|--------------|
| Puissance du laser | 400 μW | |
| Flux nécessaire sur le détecteur | $> 0,8 \mu W$ (transmission du système : $t > 0,2\%$) | |
| Coefficient de réflexion pour un miroir doré | $R_o = 93\%$ | |
| Coefficients de réflexion/transmission pour une lame en $ZnSe$ | $R_z = 17\%$ | $T_z = 60\%$ |
| Coefficient de transmission pour une lame dichroïque traité ITO | $T_t = 80\%$ | |
| Transmission d'un hublot en verre | $T_v = 90\%$ | |

TAB. 4.4: Données de base pour effectuer les calculs de photométrie sur la métrologie Agilent

- La résolution de la mesure obtenue est de 0,6 nm
- Le passage au mode Mach-Zehnder fonctionne à condition de séparer les deux polarisations émises par le laser.
- Pour obtenir ce fonctionnement il faut que les deux faisceaux recombinaient soient parallèles à une précision interférométrique (Pour cela il suffit d'utiliser deux polariseurs à 45° en entrée et en sortie de l'interféromètre de façon à mélanger les états de polarisation du laser pour pouvoir observer les interférences entre les deux faisceaux)
- Pour réellement mesurer la différence de marche de l'interféromètre, il faut que la source soit rigidement liée à la table de l'interféromètre. En particulier la source ne doit pas être en dehors d'une table optique isolée mécaniquement (comme cela était le cas sur le banc SYNAPSE). Dans le cas contraire une partie des mouvements mesurés par le système est due aux mouvements relatifs entre la source et l'interféromètre.

Pour pouvoir utiliser la métrologie Agilent, il faut aussi que le détecteur reçoive suffisamment de flux. Cela donne des contraintes sur schéma optique de l'interféromètre. En effet au moins un des déphaseurs achromatiques n'est pas transparent dans le visible. Il faut donc pouvoir dans ce cas là, passer au dessus du déphaseur (comme sur la figure 4.19, page 99). Le tableau 4.4 résume les conditions photométriques nécessaires au bon fonctionnement du système Agilent.

Le faisceau Agilent devra passer dans le montage d'au moins 2 façons différentes (voir schéma 4.30) :

Solution (a) : En passant au dessus de la voie scientifique sans traverser le déphaseur pour le

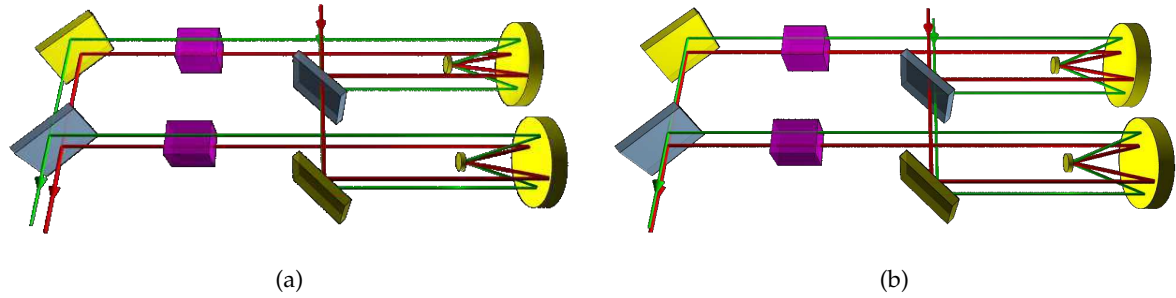


FIG. 4.30: Schéma des diverses configurations de passage du faisceau Agilent dans l'interféromètre

| Déphaseur | Solution (a) | solution (b) |
|-----------|-------------------------------------|-------------------------------------|
| APS DP | $t = T_v^2 T_z^4 R_z R_o^4 = 1,3\%$ | - |
| APS FC | $t = T_v^2 T_z^4 R_z R_o^4 = 1,3\%$ | $t = T_t^2 T_z^4 R_z R_o^6 = 0,9\%$ |
| APS FR | $t = T_v^2 T_z^4 R_z R_o^4 = 1,3\%$ | $t = T_t^2 T_z^6 R_o^8 = 1,7\%$ |

TAB. 4.5: Tableau des transmissions vues par le faisceau métrologique Agilent.

cas du déphaseur à lames dispersives.

Solution (b) : En passant par un chemin parallèle au faisceau scientifique, mais en passant dans le déphaseur, pour le déphaseur à retournement de champ électrique. L'intérêt dans ce cas est de pouvoir ajouter des traitements réfléchissants sur une partie des optiques qui n'est pas vue par le faisceau scientifique.

Dans le cas de la solution (b) le faisceau métrologique est proche du faisceau scientifique. Il doit en être séparé au moyen d'une lame dichroïque. Il existe une solution classique pour effectuer cette séparation le traitement ITO (Indium Tin Oxyde). On obtient environ 80 % de transmission dans le visible et 80 % de réflexion dans l'infrarouge.

Dans tous les cas le laser métrologique et le détecteur seront utilisés à température ambiante. Il faut donc tenir compte des pertes introduites par les hublots de la cuve pour calculer le flux reçu par le détecteur. Ces hublots seront en ZnSe pour la voie scientifique.

Dans le cas de la solution (a), il est possible d'utiliser des hublots dans un verre introduisant moins de perte pour un faisceau visible (NBK7 par exemple).

Les transmissions des différentes solutions sont indiquées dans le tableau 4.5. La solution (a) est applicable à tous les déphaseurs, mais pour des raisons géométriques elle ne sera pas appliquée dans tous les cas (cela nécessiterait des optiques de trop grande dimension).

4.4.5.2 Métrologie par modulation

Nous l'avons vu ce type de métrologie quoique lent, est extrêmement attractif pour stabiliser l'interféromètre à long terme et aussi pour localiser le point de fonctionnement de l'instrument (en fonction de la différence de marche). La mise en œuvre de cette méthode apporte des contraintes sur le banc :

Lorsque la source est le corps noir, Le détecteur employé pour faire les mesures à forte extinction sera la caméra CAMIRAS. Ce détecteur ne permettra probablement pas de faire des mesures à une cadence suffisante pour effectuer la mesure de la phase (le système électronique d'acquisition est obsolète et peu de gens ont encore les compétences pour le modifier).

Lors de l'utilisation du laser CO_2 par contre il sera possible de se passer de CAMIRAS, et d'utiliser un détecteur monopixel dont l'utilisation est nettement plus simple.

On peut tout à fait imaginer d'utiliser les deux sources lumineuses en même temps : Le corps noir étant utilisé pour faire la mesure de l'extinction et le laser CO_2 pour la métrologie. Il faut trouver un moyen de séparer les deux faisceaux. En effet le laser CO_2 éblouirait CAMIRAS. Deux méthodes peuvent être employées pour effectuer cette séparation :

- On peut employer une lame dichroïque pour séparer d'un côté le laser à $10,6\ \mu m$ et de l'autre le continuum émis par le corps noir. La difficulté de cette solution est de trouver un filtre qui ait une extinction du laser CO_2 suffisante pour ne pas éblouir la caméra. Il faudrait un filtre présentant une extinction de $10^{-4}/10^{-5}$ de la raie laser pour ne pas éblouir la caméra.
- On peut aussi utiliser un multiplexage temporel et utiliser un chopper pour séparer les deux voies.

Dans un premier temps la métrologie par modulation sera utilisée de façon directe, car les mesures seront effectuées grâce au seul détecteur monopixel.

4.5 Mouvements nécessaires au fonctionnement

4.5.1 Mouvements nécessaires

Les contraintes de dimension et d'orientation des optiques sont relativement sévères. Pour beaucoup de paramètres de l'interféromètre, il est nécessaire de disposer de réglages, car on ne sait pas les obtenir par construction mécanique. C'est en particulier vrai pour l'orientation des différentes optiques. Nous avons vu que pour des raisons de polarisation, il est nécessaire que ces orientations soient vérifiées à mieux que la minute d'arc.

La taille typique des montures d'optique est de l'ordre de 10 cm. Une minute d'arc correspond donc à un défaut de $30\ \mu m$. *Obtenir une telle précision mécanique est possible mais difficile à maintenir pour des assemblages mécaniques compliqués* comme ceux que nous envisageons pour par exemple permettre aux différentes pièces de supporter les variations de température de 200 K que doit subir le banc.

La deuxième difficulté est le passage à basse température. En effet le banc sera aligné à température ambiante et subit une variation de température de 200 K. À cause des différences de coefficients de dilatation entre les différents matériaux composant le banc, ce passage à basse température induira des dérèglages. Il faut pouvoir compenser ceux qui sont plus importants que ce que les tolérances nous permettent. Cela implique de motoriser un certain nombre de mouvements.

La troisième raison impliquant le besoin de mécanismes sur le banc interférométrique est la nécessité d'adapter certaines épaisseurs d'air (de vide) ou de matériaux traversées par le faisceau, de façon reproductible.

Il est clair que l'utilisation de mécanismes fonctionnant à basse température a un coût élevé, il faut donc chercher à minimiser leur utilisation. En particulier il faut tout faire pour ne pas avoir à mécaniser toutes les optiques pour conserver leur alignement à la minute d'arc.

Le détail exact des mouvements nécessaires pour chaque optique du banc n'a pas d'intérêt ici. Il faut cependant détailler les types de mouvements nécessaires. La conception mécanique des mécanismes présentés ci-après a été réalisée par Gilles Morinaud (Ingénieur mécanicien à l'IAS).

- Le premier type de mouvement indispensable est un mouvement de *rotation* pour régler les orientations des optiques. A cause de la forme complexe des optiques, il est nécessaire de pouvoir orienter celles-ci selon les trois axes de rotations. Ce mécanisme doit pouvoir être *actionné à la main* à température ambiante et garder son orientation à basse température, dans la tolérance de la minute d'arc.
- Il faut aussi pour la recombinaison pouvoir disposer de ce même mécanisme de *rotation*, mais *motorisé*, en effet, en sortie d'interféromètre les faisceaux doivent être parallèles à la seconde d'arc près. Il est très difficile de maintenir cette précision de façon passive lors de la mise en froid (cette fois les dimensions mécaniques doivent rester contrôlées à 0,5 μm).
- Les défauts d'alignements rendent nécessaire de disposer de *mécanismes de translation manuels*. En effet un alignement à la minute d'arc, entraîne, vu la distance parcourue par le faisceau, des décalages de un ou deux millimètres. De la même façon ces mécanismes doivent conserver l'orientation des optiques lors de la descente en froid.
- Il faut enfin des *mécanismes de translation motorisés* pour le déphaseur à lames dispersives et la séparatrice.

4.5.2 Mouvements de translation

4.5.2.1 Mouvements de translation manuelle

La platine de translation manuelle a été conçue de façon à jouer deux rôles en même temps. Elle sert bien sûr de mécanisme de translation, mais elle sert aussi d'adaptation mécanique pour absorber les différences de dilatation entre la table faite en Invar et les mécanismes faits, soit en inox, soit en aluminium. La figure 4.31, page suivante, montre le schéma et un prototype de cette platine. L'idée de base est de se servir de la table optique comme moyen de guidage. Cette idée n'est pas conventionnelle, mais il se trouve que la planéité de la table est tout à fait satisfaisante pour cette application.

Nous avons fait des mesures au moyen d'une lunette auto-collimatrice pour vérifier la pureté de la translation. Nous avons obtenu les résultats de la figure 4.32. Les rotations résiduelles de la platine sont inférieures à 15 secondes d'arc sur l'ensemble de la course.

Nous n'avons pas encore testé le prototype à basse température. On n'a donc pas encore pu vérifier si cette solution mécanique conserve la direction des optiques de manière satisfaisante lors du passage à basse température.

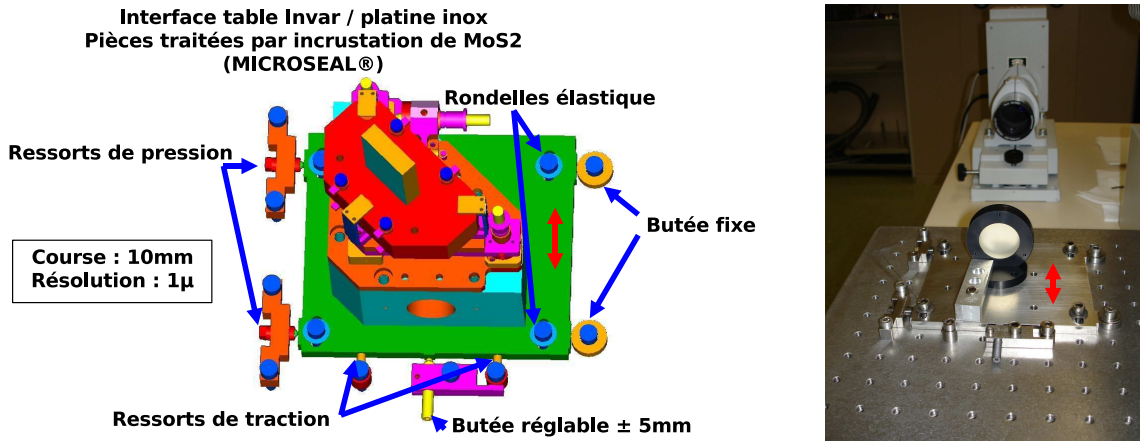


FIG. 4.31: Schéma de la platine de translation manuelle conçu par Gilles Morinaud. A droite, une photo d'un prototype réalisé pour tester la pureté de la translation.

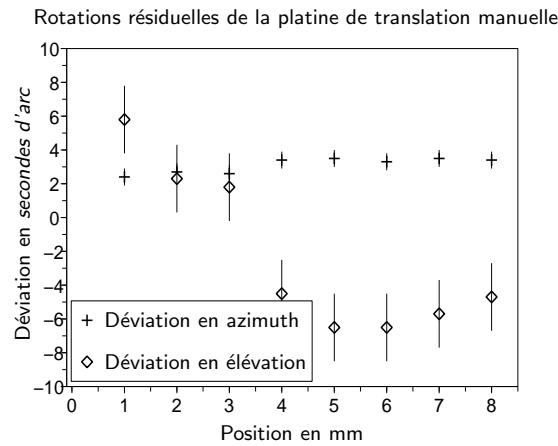


FIG. 4.32: Mesures de la pureté de translation de la platine de translation manuelle. La déviation en azimuth est plus faible que celle en élévation. Cela s'explique par le fait que le guidage en azimuth est réalisé sur des pièces rectifiées de bonne qualité. Le guidage en élévation est réalisé par la surface de la table optique. Ce guidage quoique médiocre reste tout à fait acceptable pour notre utilisation.

4.5.2.2 Mouvement de translation motorisé

Pour les platines de translation motorisés nous avons trouvé des mécanismes tout fait. La société MICOS (www.micos.ws) vend des platines de translation en aluminium qui sont qualifiées pour fonctionner à 77 K. Nous ne les avons pas encore testées.

4.5.3 Mouvements de rotation

4.5.3.1 Mouvements de rotation manuels

Ce sont les mécanismes les plus courants sur le banc. Leur conception est basée sur des platines de rotation commerciales. Elles ont été adaptées aux contraintes de la cryogénie. Les actuateurs sont des vis micrométriques. La liaison entre la partie fixe et la partie mobile est un mécanisme trait point plan (voir figure 4.33). Les lubrifications sont obtenues grâce à un traitement à base de MoS_2 .

Un premier prototype de cette platine a été réalisé. Il a été testé à basse température. Nous avons mesuré ses déformations grâce à des miroirs polis dans le matériau de la platine (de l'inox) et un théodolite. Les résultats obtenus sont encourageants mais nécessitent une amélioration du prototype. On a obtenu :

- 47 secondes d'arc de déformation en élévation
- 2 minutes d'arc en azimuth

En fait dans ce premier prototype, les vis micrométriques n'étaient pas faites dans le même matériau que la platine (vis en acier). Il semble en effet difficile de réaliser des vis à pas fin dans de l'inox. Dans le prochain prototype ces vis micrométriques seront amovibles : en fait elle serviront à pousser un piston dont la position sera blocable. Une fois la bonne position atteinte on pourra retirer la butée micrométrique et obtenir un ensemble homogène en matériau (en inox). On espère ainsi réduire les déformations obtenues.

4.5.3.2 Mouvement de rotation motorisés

Les faisceaux de l'interféromètre doivent être recombinaés de façon à être colinéaires avec une précision de l'ordre de la seconde d'arc. Maintenir cette précision entre la température ambiante et 100 K est difficile de façon passive. Pour pallier à ce problème il faut introduire des actuateurs motorisés. Nous avons envisagés deux solutions pour cela :

- Des actuateurs piézo-électriques. Ces actuateurs fonctionnent correctement, même à basse température, mais ils présentent une importante dérive dans le temps. Ils doivent être asservis en position. Cela augmente la complexité et le coût de ces actuateurs. De plus ils ont une course réduite ($300\mu m$), ce qui impose de superposer une platine de rotation manuelle et cette platine de rotation motorisée.

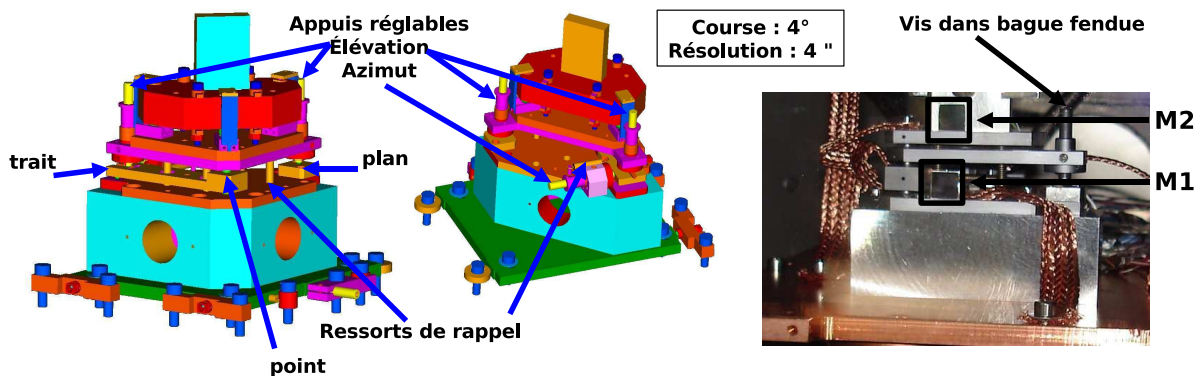


FIG. 4.33: Schéma de la platine de rotation manuelle conçue par Gilles Morinaud. A droite la photo d'un premier prototype. On voit les deux miroirs qui ont permis de mesurer la déformation de la platine entre la température ambiante et 100K

- Des actuateurs nommés Squiggle (de la société NewScale Technologie*) : ce sont des vis dans un écrou qui contient des céramiques piezo-électrique. Des ondes progressives dans l'écrou permettent de produire un mouvement relatif entre la vis et l'écrou. On obtient ainsi un mouvement de translation. Ces actuateurs ont la même résolution que les actuateurs piézo-électriques mais une course beaucoup plus grande (8 mm). Ils ont aussi l'avantage de rester en position lorsque ils ne sont pas alimentés. Ils ne dissipent donc pas de puissance dans l'enceinte cryogénique une fois réglés. Ils ont cependant deux défauts, ces actuateurs ne sont pas strictement "linéaires" (Ces actuateurs sont commandés par des impulsions électriques hautes tension. Le déplacement produit par une impulsion n'est pas toujours le même, il dépend en particulier des frottements en jeu dans le mécanisme et de l'effort à produire. Sans capteur de position il est difficile de prévoir le déplacement obtenu) et ils n'ont pas beaucoup de force (2, 5N).

Nous avons retenu la deuxième solution. Le manque de force est compensé par l'utilisation d'un système de levier. Nous avons réalisé un prototype de ce mécanisme. De plus il n'est pas important dans un premier temps de connaître les déplacements effectués : Il suffit d'avoir l'assurance de pouvoir atteindre la bonne position et d'y rester. Ce prototype (voir figure 4.34) a été testé à chaud et à froid. La figure 4.35 donne les mesures de résolution obtenue avec ce prototype. La résolution obtenue a diminué à froid, parce que la force du mécanisme diminue avec la température. Nous n'avons cependant pas pu tester la résolution la plus fine de la platine, car l'actuateur s'est coincé lors des tests à basse température. Celui-ci a été définitivement endommagé. Nous n'avons pas placé d'interrupteurs de fin de course dans le mécanisme. Ce défaut sera corrigé sur le prochain prototype. Nous avons bon espoir d'arriver à la résolution souhaitée, en effet les frottements que doit vaincre l'actuateur devraient diminuer sur le prochain prototype (grâce à de légères modifications du mécanisme).

4.5.4 Conclusion sur les mécanismes

L'étude que nous avons menée sur les divers mécanismes pour le banc NULLTIMATE n'est pas finie. En effet, il reste encore beaucoup de prototypes à tester ou à re-tester et de dessin méca-

*www.newscaletech.com

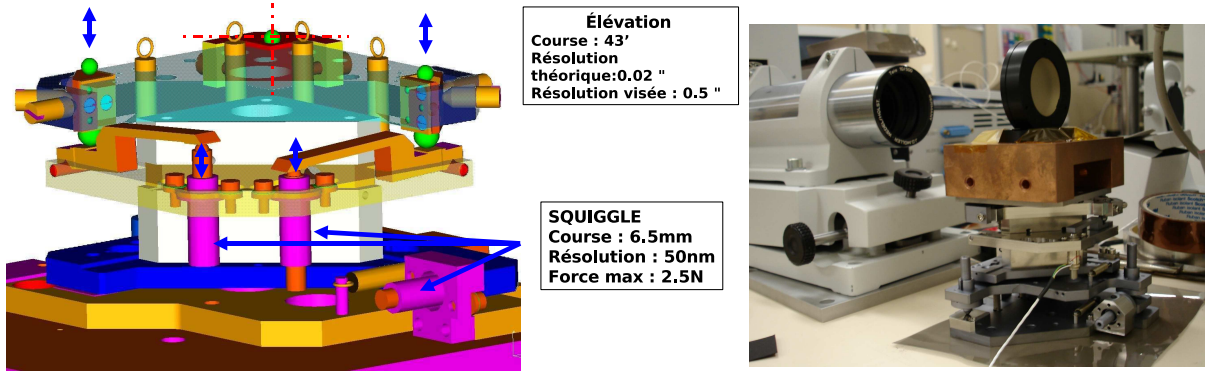


FIG. 4.34: Schéma de la platine de rotation motorisée et photo du prototype réalisé.

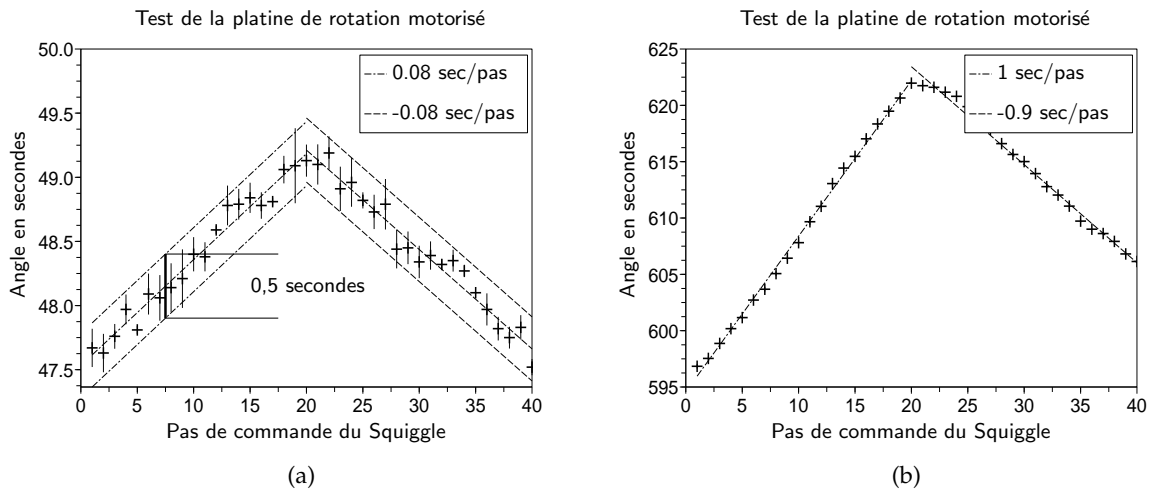


FIG. 4.35: Mesures effectués avec une lunette auto-collimatrice automatique des rotations de la platine de rotation motorisée (a) Mesures effectuée à chaud. (b) Mesures effectuées à 100 K. Dans les deux cas la consigne envoyée aux Squiggles étaient de 20 impulsions de commande dans une direction et de 20 impulsions de commande dans la direction inverse. Sur de petites course les actuateurs sont à peu près linéaires.

niques à effectuer. Cependant les choix principaux ont été faits et il n'y a pas jusqu'à présent de points durs, qui nous empêcheraient de pouvoir obtenir les résultats que nous souhaitons.

4.6 Conception de l'enceinte cryogénique

4.6.1 Cahier des charge

L'enceinte cryogénique doit maintenir l'ensemble du banc à la température de 100 K. Cette température de fonctionnement impose que l'enceinte soit sous vide. Dans le cas contraire l'enceinte se transformerait en boule de givre. Le vide recherché n'est pas "poussé", car ses seuls rôles sont de supprimer l'eau de l'intérieur de l'enceinte et de minimiser les turbulences de l'atmosphère pour l'interféromètre. Un vide de 10^{-6} mbar est suffisant pour cette application.

Comme nous l'avons déjà vu, il est crucial pour l'interféromètre de minimiser les vibrations mécaniques de toute provenance afin de minimiser les défauts dynamiques de différence de marche.

Pour une utilisation confortable, il est souhaitable que la cuve puisse être refroidie et réchauffée dans un intervalle de temps permettant d'avoir une mise en froid et une remontée en température dans une semaine de 5 jours. Le cahier des charges a donc été fixé à un temps de refroidissement ou de réchauffement de 24h.

La conception de l'enceinte cryogénique a été faite par une équipe de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (IPN), en particulier M. Commeaux et M. Blache.

4.6.2 Conception

Tout d'abord, la cuve doit être isolée autant que possible des vibrations du sol. Pour ce faire elle doit être placée sur un bloc sismique : une masse de 10 tonnes suspendue sur des amortisseurs à air comprimé. Un deuxième étage d'amortissement est prévu pour l'interféromètre. Il est composé d'une table en nid d'abeille posant sur un deuxième jeu d'isolateurs pneumatiques. La table optique sur laquelle se trouvera l'interféromètre sera elle reliée rigidement à la table en nid d'abeille via trois pieds traversant la cuve (voir figure 4.36).

Il faut bien sûr aussi minimiser les vibrations mécaniques produites par les différentes servitudes de l'enceinte cryogénique. La source de vibration la plus évidente est le pompage de l'enceinte. Les pompes primaires et secondaires devraient être assurés par des pompes classiques et turbo-moléculaires, qui sont de très bons générateurs de vibrations. Ces vibrations sont inacceptables pendant l'utilisation de l'interféromètre. A ce moment là, des pompes ioniques prendront le relais, aidées par le pompage cryogénique réalisé par les écrans thermiques de l'enceinte. Ces deux pompes se font sans aucune vibration, car ils ne nécessitent pas de pièces en mouvement. Une seule source de vibration mécanique n'a pu être retirée : une circulation d'hélium gaz dans le circuit de refroidissement de la table et des écrans. Pour minimiser les apports en vibration de cette circulation, les sections de tuyaux ont été calculées de façon à

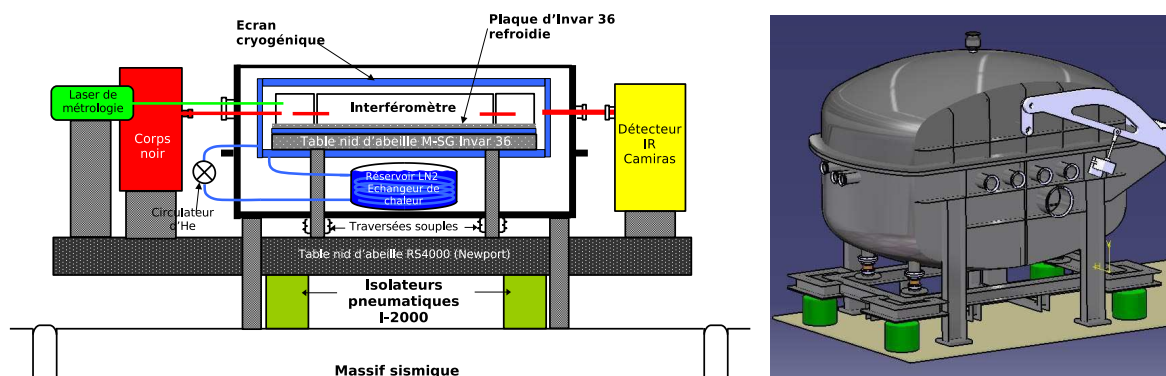


FIG. 4.36: A gauche une vue schématique de l'enceinte cryogénique, à droite une vue du concept mécanique.

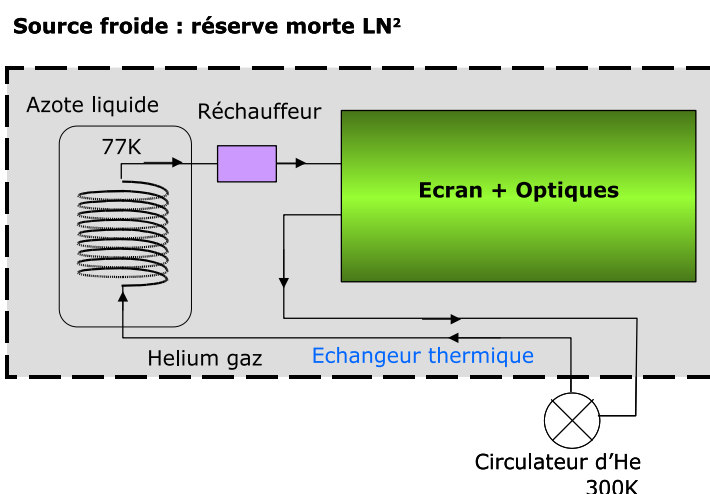


FIG. 4.37: Schéma de principe explicitant la méthode de refroidissement retenue pour l'enceinte cryogénique

assurer des écoulements laminaires en leur sein. De plus la pompe qui entretient cette circulation de fluide caloporteur se trouve en dehors de la cuve (On ne sait pas faire facilement des pompes fonctionnant à 77K). Elle sera reliée à la cuve par des tuyaux souples de façon à encore minimiser l'excitation mécanique qu'elle apporte. Pour le bon fonctionnement du système il y a un échangeur thermique qui permet de réchauffer le fluide sortant en refroidissant le fluide rentrant. Cette circulation externe n'augmente que faiblement la consommation d'azote de la cuve.

Le refroidissement de la cuve sera produit à partir d'azote liquide. Pour arriver à 100 K cet azote sera réchauffé et viendra refroidir de l'Hélium gaz, utilisé comme fluide caloporteur. Une fois arrivée à température l'enceinte sera maintenue à température grâce un bain mort d'azote traversé par la circulation d'Hélium gaz (voir figure 4.37). Ce bain mort d'azote devrait permettre une autonomie de 30h sans avoir à effectuer de réapprovisionnement en azote.

L'interféromètre sera monté sur une table optique en nid-d'abeille faite d'invar. Cette table doit

être modifiée pour pouvoir être refroidie. Un circuit de refroidissement sera fixé à sa surface, puis sera recouvert d'une peau supplémentaire en invar de façon à disposer d'une table optique intégralement libre pour fixer les optiques. Des études numériques ont été menées pour concevoir le circuit de refroidissement de façon à obtenir que la table se déforme de façon suffisamment faible pour pouvoir conserver l'alignement des optiques. Les résultats des simulations sont encourageants : les déformations angulaires obtenues étaient de l'ordre de la dizaines de seconde d'arc. Ces simulations numériques donnent cependant une confiance toute relative : Pour effectuer les simulations il a été supposé que les coefficients de dilatation des matériaux sont homogènes. Cette hypothèse est certainement vraie jusqu'à un certain point, mais nous ne savons pas quantifier les inhomogénéités pour des pièces de métal aussi grande qu'une table optique. Par conséquent une approche plus sûre serait de faire des tests expérimentaux et de mesurer les déformations de la table.

4.6.3 Conclusion sur la cuve

L'étude de la cuve est arrêtée depuis 2004, car le cahier des charges manque de précision. Nous ne savons pas très bien spécifier les gradients thermiques souhaités. Nous voulons minimiser l'impact des vibrations mais la relation entre les niveaux d'excitation de la cuve et les défauts dynamiques de différence de marche ne sont pas modélisables de façon fiable, à cause du trop grand nombre d'assemblages et d'interfaces mécaniques. Il est donc difficile d'établir des spécifications chiffrées. La conception doit être fait de façon empirique. Un consensus entre les différents intervenants concepteurs de la cuve n'a pas encore été trouvé. C'est pourtant un des points cruciaux de la conception.

Il est nécessaire que la table optique ne subisse pas trop de déformations lors du passage en froid. Une étude a déjà été réalisée à ce sujet pour déterminer la forme optimale des circuits de refroidissement, mais elle demande à être réactualisée. En effet une incertitude demeure sur la manière d'accommoder le circuit de refroidissement et la table optique. Encore une fois le consensus sur la conception de ce circuit n'a pas été vraiment trouvé. Il faudra, de plus, passer par une phase expérimentale pour pouvoir vérifier que la modélisation n'est pas trop incorrecte.

Nous avons aussi modifié nos souhaits concernant la disposition des hublots dans la cuve. Au départ nous souhaitions que les hublots restent fixes. Aujourd'hui il semble souhaitable qu'ils soient amovible pour faciliter le processus d'alignement de l'interféromètre (dans le cas contraire il faudrait vraiment un grand nombre de hublots pour effectuer l'alignement). Il n'est de plus pas possible de dire à l'heure actuelle quelle sera la position de ces hublots car le dessin mécanique complet de l'interféromètre n'est pas fini.

4.7 Arrêt provisoire de la conception du banc dans sa version cryogénique.

La conception du banc NULLTIMATE dans sa version cryogénique a été partiellement arrêtée. Nous avons rencontré un certain nombre de difficultés dans la conception de cette expérience

cryogénique : la conception mécanique des différentes montures quoique bien avancée nécessite encore un long travail de prototypage et de mise au point. La conception de la cuve elle-même nécessite encore de sérieuses études, en particulier pour s'assurer que la table optique ne se déforme pas trop entre la température ambiante et 100 K. Il faudrait encore au grand minimum un an de travail théorique et expérimental avant de pouvoir lancer les fabrications. Or le planning du projet NULLTIMATE est déjà largement dépassé.

Il se trouve de plus que le banc SYNAPSE ne donne pas encore les résultats escomptés, pour des raisons que nous n'avons pas encore découvertes. Cela est donc inquiétant pour le banc NULLTIMATE. Nous pourrions reproduire une erreur. Il nous semble donc urgent de réaliser une première version du banc à température ambiante. Cette version permettra de faire des mesures tout à fait pertinentes. Le paragraphe 4.8, compare les performances que l'on pourra obtenir à température ambiante et à basse température. Cette version à température ambiante sera réalisée, pour aller le plus vite possible, avec un maximum d'éléments du commerce. Par conséquent au moment de la reprise de la fabrication de l'interféromètre cryogénique, presque tous les éléments devront être changés. Ce premier banc devrait nous permettre de reprendre l'étude et la réalisation sur des bases plus solides et surtout d'obtenir des résultats intéressants dans des délais plus raisonnables.

4.8 Bilan photométrique

Le bilan photométrique est un point clef pour justifier le besoin d'une enceinte cryogénique. Nous verrons comment il a évolué depuis le temps de la réponse à l'appel d'offre de l'ESA. En particulier deux points ont changé. D'une part la source envisagée a changé : on est passé d'un corps noir à 2000 K à un corps noir à 10000 K et d'autre part la transmission du banc est finalement plus faible que celle envisagée initialement. Le calcul photométrique initial donnait les résultats de la figure 4.38. Il ressort clairement de ces calculs l'intérêt de refroidir l'enceinte de l'interféromètre pour obtenir les mesures d'extinction les plus profondes. Nous allons voir comment les choses ont évoluées.

4.8.1 Etendue de faisceau

L'étendue géométrique du faisceau dans le banc NULLTIMATE sera très faible. En effet l'utilisation du filtrage optique, que ce soit par un trou ou une fibre optique impose d'utiliser une étendue géométrique de faisceau de l'ordre de λ^2 . Pour cette raison il est indispensable d'avoir une source de forte luminance.

4.8.2 Transmission du banc

La transmission du banc est extrêmement faible car il n'y a pas de traitement anti-reflet sur les optiques transparentes et parce qu'il n'y a pas de traitement semi-réfléchissant sur les séparatrices. Ces deux choix sont des conséquences à la fois des difficultés techniques de réaliser de tels traitements et au budget limité disponible pour l'expérience. Les figures 4.39, 4.40 et

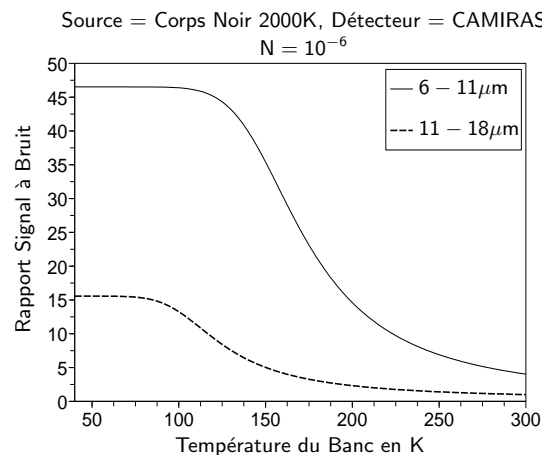


FIG. 4.38: Calculs du rapport signal à bruit en fonction de la température du banc, réalisé lors de la réponse à l'appel d'offre de l'ESA. Le temps de pose cumulé est de 60 secondes. La transmission supposée du banc est de 4%

4.41 donnent les transmissions spectrales des différentes versions du banc, dans les différentes bandes de longueur d'onde. C'est la configuration avec le déphaseur à passage par le foyer qui a la plus grande transmission, ce fait n'est pas une propriété du déphaseur, mais correspond au fait que c'est la configuration de test avec le moins de lames diélectrique sur le trajet de faisceau (lames ayant un indice de réfraction élevé et non traité anti-reflet). **Les valeurs calculées ici ne tiennent pas compte de la transmission d'une fibre optique ou du dispositif de filtrage optique.** Il est difficile actuellement de prévoir cette transmission.

4.8.3 Modes de mesure

Le banc sera utilisé de différentes façons, avec différentes sources et différents détecteurs. Les modes de mesure seront les suivants :

- Extinctions maximales, avec le laser, et un détecteur monopixel HgCdTe
- Extinctions maximales, avec le corps noir et le détecteur CAMIRAS
- Mesures préliminaires avec le corps noir et un détecteur monopixel HgCdTe
- Mesures de la phase par transformée de Fourier
- Mesure de la phase par dispersion des franges

Ces modes de mesures peuvent être résumés en 3 types de situation :

- **Cas 1** : source : corps noir, détecteur : CAMIRAS
- **Cas 2** : source : corps noir, détecteur : monopixel
- **Cas 3** : source : laser, détecteur : monopixel

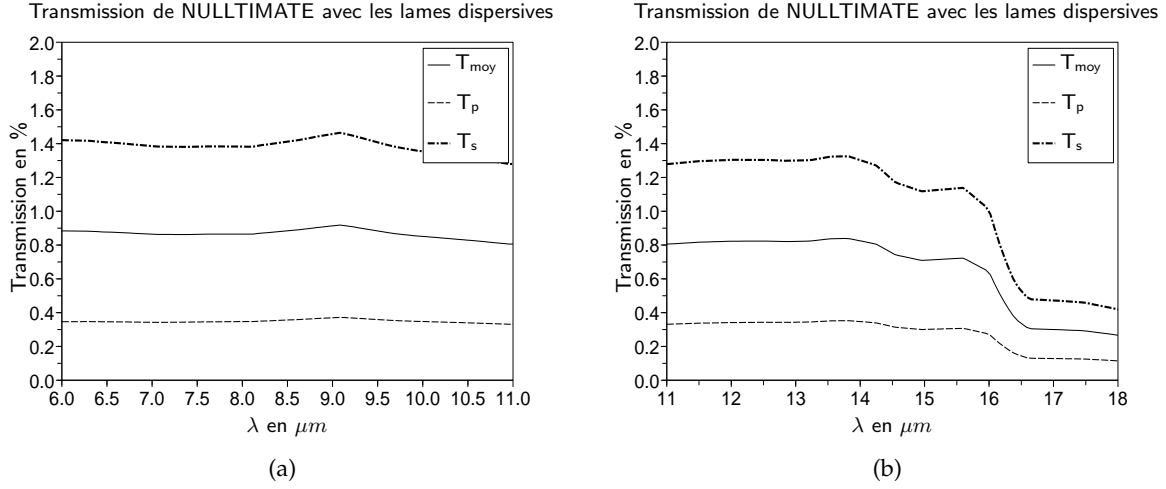


FIG. 4.39: Transmission du Banc NULLTIMATE en fonction de la longueur d'onde pour le cas des déphaseurs achromatiques à lames dispersives.

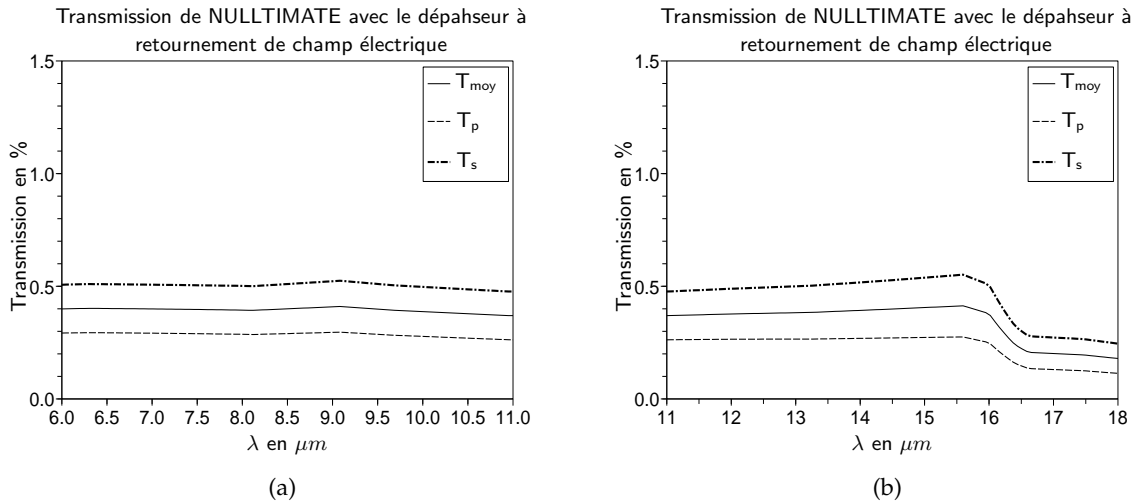


FIG. 4.40: Transmission du Banc NULLTIMATE en fonction de la longueur d'onde pour le cas des déphaseurs achromatiques à retournement du champ électrique.

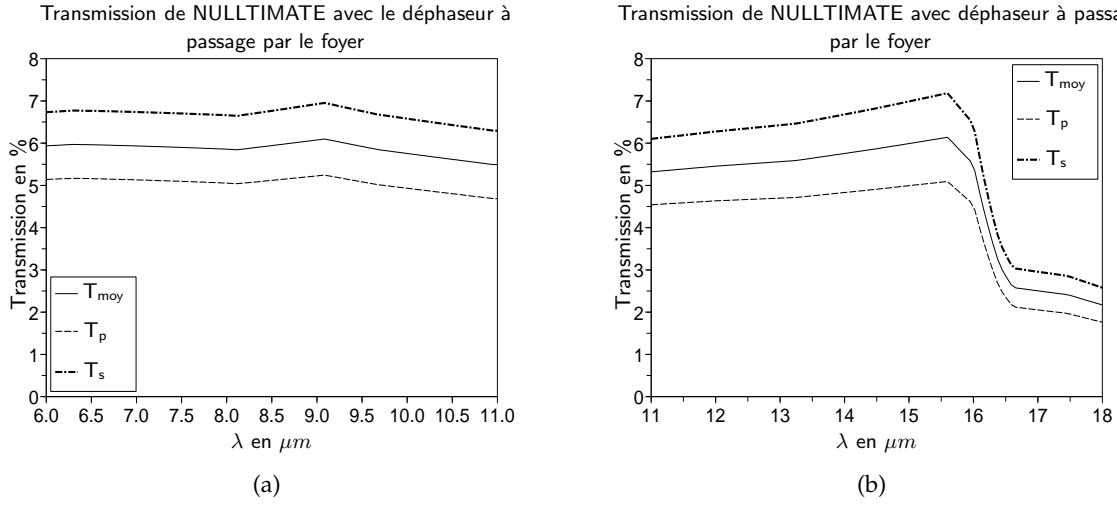


FIG. 4.41: Transmission du Banc NULLTIMATE en fonction de la longueur d'onde pour le cas des déphaseurs achromatiques passage par le foyer.

4.8.4 Rapports signaux à bruits

4.8.4.1 Signal

- **Cas du corps noir :**

Le flux de signal dans l'interféromètre s'écrit :

$$N_s = L_{CN\ 10^4K} \cdot G \cdot T_{\text{interf}} \cdot T_{\text{filtrage}} \cdot N \cdot Q \cdot t_{\text{int}} \quad (4.6)$$

$$I_s = e \cdot L_{CN\ 10^4K} \cdot G \cdot T_{\text{interf}} \cdot T_{\text{filtrage}} \cdot N \cdot Q \quad (4.7)$$

avec

- N_s : Nombre de photons détectés par un détecteur matriciel
- I_s : Photo-courant dans un détecteur quantique
- $L_{CN\ 10^4K}$: Luminance photonique du corps noir à 10 000 K dans la bande passante
- G : Étendue géométrique (soit du détecteur soit du faisceau)
- T_{interf} : Transmission de l'interféromètre
- T_{filtrage} : Transmission du dispositif de filtrage optique
- N : Extinction atteinte
- Q : Efficacité quantique
- e : Charge de l'électron
- t_{int} : Temps d'intégration

- **Cas du laser :**

Le flux de signal injecté dans le banc est proche de celui du laser (aux pertes du filtrage optique près), car l'étendue géométrique du laser est adaptée à celle du banc. Nous prendrons comme hypothèse que le flux couplé dans le banc est $F_{\text{laser}} = 100\text{ mW}$.

$$I_s = e \frac{F_{\text{laser}}}{hc} \lambda \cdot N \cdot Q \cdot T_{\text{interf}} \cdot T_{\text{filtrage}} \quad (4.8)$$

- **Flux parasites :**

Les flux parasites sont :

Le flux thermique du banc interférométrique (On supposera ici que la température du fond reste constante, l'effet des variations de cette température sera exploré en fin de paragraphe) :

$$N_{fond} = \varepsilon_{fond} L_{CN} T_{fond} \cdot G_{detecteur} \cdot Q \cdot t_{int} \quad (4.9)$$

$$I_{fond} = e \cdot \varepsilon_{fond} L_{CN} T_{fond} \cdot G_{detecteur} \cdot Q \quad (4.10)$$

avec :

$G_{detecteur}$: Etendue géométrique vue par le détecteur
 ε_{fond} : Emissivité du fond

Le flux thermique des hublots entre l'enceinte cryogénique et le détecteur :

$$N_{hublots} = \varepsilon_{hublots} L_{CN} 300K \cdot G_{detecteur} \cdot Q \cdot t_{int} \quad (4.11)$$

$$I_{hublots} = e \cdot \varepsilon_{hublots} L_{CN} 300K \cdot G_{detecteur} \cdot Q \quad (4.12)$$

Le courant d'obscurité du détecteur :

$$N_{obscurite} \quad (4.13)$$

4.8.4.2 Bruits

Tous les flux précédemment cités sont des sources de bruits de photons. Tous les bruits seront exprimés sous forme de photo-courants noté Bi et sous forme photonique en photons noté Bph .

Bruit de photon du signal interférométrique :

$$Bi_s = \sqrt{2eI_s} \sqrt{B} \quad (4.14)$$

$$Bph_s = \sqrt{N_s} \quad (4.15)$$

Bruit de photon du fond :

$$Bi_{fond} = \sqrt{2eI_{fond}} \sqrt{B} \quad (4.16)$$

$$Bph_{fond} = \sqrt{N_{fond}} \quad (4.17)$$

Bruit de photon du flux des hublots :

$$Bi_{hublots} = \sqrt{2eI_{hublots}}\sqrt{B} \quad (4.18)$$

$$Bph_{hublots} = \sqrt{N_{hublots}} \quad (4.19)$$

Bruit de photon du courant d'obscurité :

$$Bph_{obscurite} = \sqrt{N_{obscurite}} \quad (4.20)$$

Dans le cas du détecteur monopixel le bruit interne du détecteur :

$$Bi_{obscurite} = \frac{Qe}{hc} \cdot \lambda \cdot NEP$$

Il faut rajouter un bruit de lecture dans le cas de la caméra CAMIRAS.

$$Bph_{lecture} = B_{lecture}\sqrt{n_{lectures}} \quad (4.21)$$

4.8.4.3 Rapports signaux à bruits

Cas 1 : source : corps noir, détecteur : CAMIRAS

Dans ce cas les hypothèses sont :

- $\varepsilon_{fond} = 1$, il est nécessaire de discuter cette hypothèse : le banc a une transmission faible, mais l'énergie n'est pas absorbé par les optiques, elle est renvoyé sur les parois de l'enceinte cryogénique. En fait comme le schéma optique n'est pas linéaire, l'enceinte cryogénique est vue par le détecteur via des chemins parasites. En plus dans la bande $11 - 18 \mu m$ les matériaux utilisés présentent une absorption substantielle de l'ordre de 50%.
- Pour déterminer le nombre $n_{lectures}$ de lectures de la cible effectué, il faut tenir compte de la capacité finie des pixels de la caméra en électrons qui est de $2 \times 10^7 e^-$.
- L'étendue géométrique vue par un pixel est plus petite que l'étendue géométrique du faisceau. Un certain nombre de pixels seront donc éclairés. En faisant la somme des flux mesurés par chaque pixel on gagne en racine du nombre de pixels sur le rapport signal à bruit.
 $G_{pixel} = 4,6 \times 10^{-12} m^2.sr$
 $G_{faisceau} = 7,2 \times 10^{-11} m^2.sr$ dans la bande $6 - 11 \mu m$ et $G_{faisceau} = 2,1 \times 10^{-10} m^2.sr$ dans la bande $11 - 18 \mu m$
 Le nombre de pixels éclairés dans la bande $6 - 11 \mu m$ est de $n_{pixel} = 16$
 Le nombre de pixels éclairés dans la bande $11 - 18 \mu m$ est de $n_{pixel} = 45$
- $T_{interf} = 0,4\%$ (Cas Pire)
- $T_{filtrage} = 50\%$ (Hypothèse arbitraire, dans les limites de ce qui permettrait de travailler confortablement)

On peut encore distinguer plusieurs cas.

- On peut choisir d'utiliser tous les pixels éclairés de la caméra pour augmenter le rapport signal à bruit, ou alors choisir de faire un filtrage spatial supplémentaire du faisceau en n'utilisant qu'un seul pixel. C'est ce dernier choix qui a été fait pour le calcul de la figure 4.38, page 122. Dans le cas contraire le rapport signal à bruit est multiplié par environ 4 dans la bande $6 - 11 \mu m$ et par 7 dans la bande $11 - 18 \mu m$.
- La configuration naturelle de la caméra CAMIRAS serait d'être en dehors de l'enceinte cryogénique. Il y aurait donc deux hublots entre le banc et la caméra. Le hublot actuel de la caméra présente malheureusement une forte émissivité $\varepsilon_{hublot} = 0,1$. Cette émissivité est due à un traitement anti-reflet qui comporte des matériaux absorbants. Le calcul de la figure 4.38, a été fait en supposant l'émissivité du hublot de la caméra comme nulle. En effet si on laisse ce hublot en place, l'intérêt du refroidissement de la cuve devient beaucoup moins grand. Entre 300 K et 100 K on passe d'un gain de 10 sur le rapport signal à bruit sans ce hublot à un gain de seulement 3. Dans la situation de la figure 4.38 on perd aussi un facteur 3 sur les valeurs absolues des maxima de rapport signal à bruit.

Pour réduire l'émissivité de la fenêtre il suffit de la changer pour une fenêtre ne présentant pas d'absorption (Par exemple du ZnSe nu dans la bande $6 - 11 \mu m$ et du KRS5 nu pour la bande $11 - 18 \mu m$). Une autre solution consisterait à supprimer les hublots. Cela serait possible en connectant les vides de la cuve et de la caméra. Cela n'est cependant pas une chose simple car les températures de fonctionnement des deux cryostats sont très différentes (100K et 4 K). Il s'ensuivrait un pompage cryogénique dans la zone de la caméra. Cela ne serait pas très bon pour le détecteur. Il existe une solution technique à ce problème, nommé pompage différentiel. C'est une technique courante dans les accélérateurs de particules. C'est cependant une solution excessivement lourde pour un tel banc.

Pour donner une mise à jour des résultats de la réponse à l'appel d'offre (NULLTIMATE Consortium (2003b)), les hypothèses choisies sont les suivantes :

- A froid, tous les pixels seront utilisés, car cela veut dire que les performances recherchées sont des extinctions des 10^{-6} . Cela n'est possible qu'avec des fibres optiques et dans ce cas il est inutile de procéder à un filtrage optique supplémentaire. Dans ce cas le hublot de la caméra sera changé de façon à profiter pleinement du refroidissement de l'enceinte de l'interféromètre. Une application numérique est montrée figure 4.42 (a), page suivante.
- La figure 4.42 (b) montre les performances que l'on peut obtenir à 300K. Dans le cas où on effectue un dernier filtrage spatial ou non.

Il est à noter qu'à température ambiante, le flux du fond est beaucoup plus fort que le signal à mesurer, il faut donc découper le temps d'intégration de façon à ne pas remplir les puits de potentiel des pixels de la caméra. Le temps de pause élémentaire doit être de l'ordre de $5 ms$

Cas 2 : source : corps noir, détecteur : détecteur monopixel

L'utilisation de détecteur monopixel, n'est possible que grâce à l'utilisation d'une détection synchrone dont le principe est celui exposé au chapitre 2 lors de la description de la modulation interne.

- $\varepsilon_{fond} = 1$
- $\varepsilon_{hublot} = 0,1$

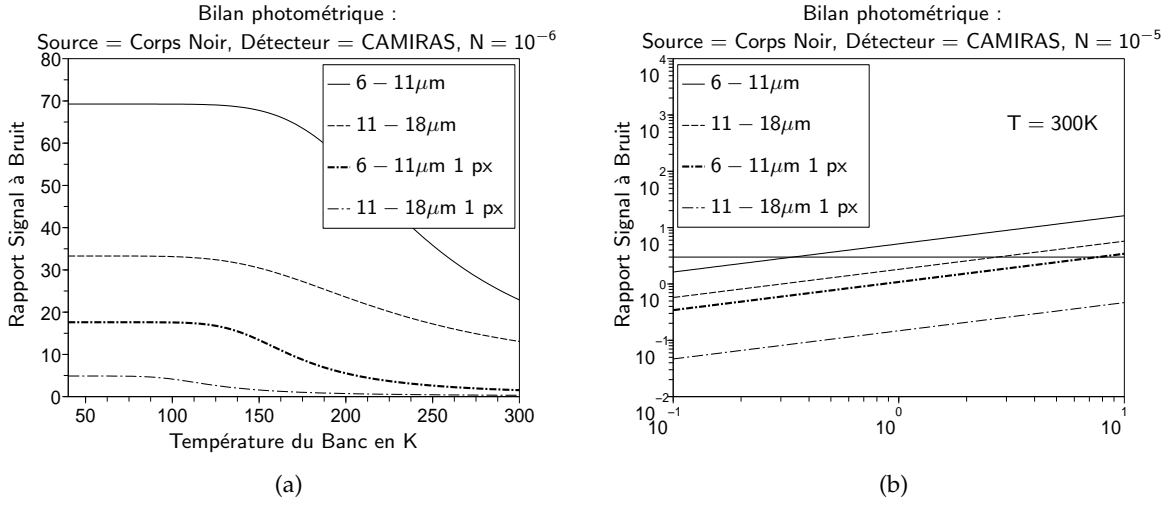


FIG. 4.42: Rapports signaux à bruits dans le cas 1 (a) le temps d'intégration est de 60 secondes. (b) l'extinction de 10^{-5}

- $T_{interf} = 0,4\%$ (Cas Pire)
- $T_{filtrage} = 50\%$ (Hypothèse arbitraire, dans les limites ce qui permettrait de travailler confortablement)
- $G_{détecteur} = 2,2 \times 10^{-10} m^2.sr$
- $D_{Détecteur}^* = 2 \times 10^{10} cm.W^{-1}.Hz^{1/2}$, $NEP = 3 \times 10^{-13} W.Hz^{-1/2}$
- Le détecteur a une surface de $50 \times 60 \mu m$
- La température du banc est 300 K.

La figure 4.43 montre que l'on pourra faire des mesures dans de bonnes conditions pour la bande 7, 8–11 μm avec un détecteur monopixel, et le corps noir lorsque le banc est à l'ambiante.

Cas 3 : source : Laser CO_2 , détecteur : détecteur mono-pixel

Les hypothèses sont les mêmes que dans le paragraphe précédent. La différence est que la source est environ 50 000 fois plus puissante. Les Rapports signaux à bruit calculés au paragraphe précédent sont eux aussi multipliés par 50 000. Faire des mesures avec le laser ne devrait poser aucune difficulté de mesure de flux.

4.8.5 Stabilité thermique du fond

Tous les calculs précédents ont été réalisés avec l'hypothèse que la température du fond thermique est strictement constante entre la mesure du signal et la mesure du fond. Cette hypothèse ne sera probablement pas réalisée. On peut effectuer le calcul de la variation de température maximale admissible pour que la variation de flux occasionnée soit inférieure au signal lorsque l'on cherche à mesurer. Les valeurs du tableau ci dessous assurent que ces variations de flux sont du tiers de la valeur du signal à mesurer, pour une extinction de $N = 10^{-5}$.

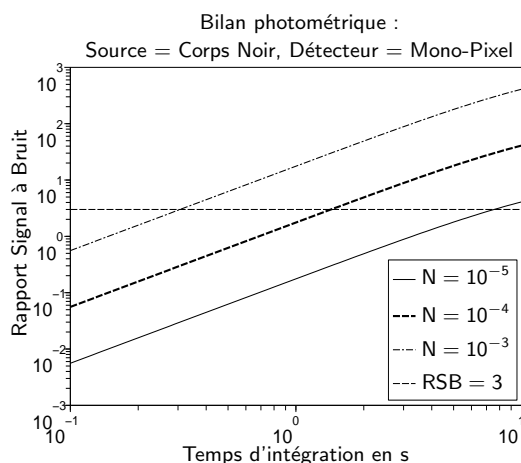


FIG. 4.43: Rapport signal à bruit accessible avec comme source le corps noir, comme détecteur un détecteur monopixel. La bande de longueur d'onde est de 7,8 à 11 μm . Le temps d'intégration peut être modifié en changeant la constante de temps de la détection synchrone. La température du banc est de 300 K

| ΔT_{fond} pour avoir un rapport signal à bruit de 3 | Bande 6 – 11 μm | Bande 11 – 18 μm |
|---|-----------------------------|-----------------------------|
| $T_{fond} = 300\text{ K}$ | $7 \times 10^{-4}\text{ K}$ | $2 \times 10^{-4}\text{ K}$ |
| $T_{fond} = 100\text{ K}$ | 2 K | $2 \times 10^{-2}\text{ K}$ |

Les variations de température du fond doivent être considérées sur l'intervalle de temps entre la mesure du fond et la mesure du signal :

- Dans le cas du détecteur CAMIRAS, la durée à considérer est la durée entre deux images de l'ordre de 1 seconde (valeur approximative, peut être la durée réelle sera-t-elle plus courte, cet aspect de la caméra n'est pas bien documenté et sera découvert en fonctionnement. Nous possédons un shutter qui lui peut être utilisé jusqu'à 40 Hz),
- Dans le cas du détecteur monopixel, la fréquence de modulation sera nettement plus élevée quelque centaine de Hertz.

Les valeurs de stabilité thermique requises sont extrêmement exigeantes à température ambiante. Il est difficile d'estimer à quel point ces valeurs seront obtenues. Ce que l'on peut dire par contre c'est que pour en minimiser l'effet il faut minimiser l'intervalle de temps entre la mesure du fond seul et la mesure du signal additionné au fond.

Des mesures des fluctuations du fond thermique ont été réalisées par Absil et al. (2004) et montrent, dans un cas probablement plus favorable que le cas d'un instrument de laboratoire (l'émissivité du fond dans le cas de ces mesures est faible de l'ordre de 60% seulement), qu'au delà de 10 Hz, on minimise de façon importante les contributions des fluctuations du fond (voir figure 4.44, page suivante). On obtient un niveau de bruit qui peut être identifié au bruit de photons. Dans le cas d'un banc interférométrique de laboratoire, la fréquence à partir de laquelle on retrouve le niveau de bruit de photon est peut être un peu différente, mais, il existe une fréquence f_{cph} au delà de laquelle le niveau de bruit apporté par les fluctuations de température du fond thermique est inférieur au bruit de photon du fond.

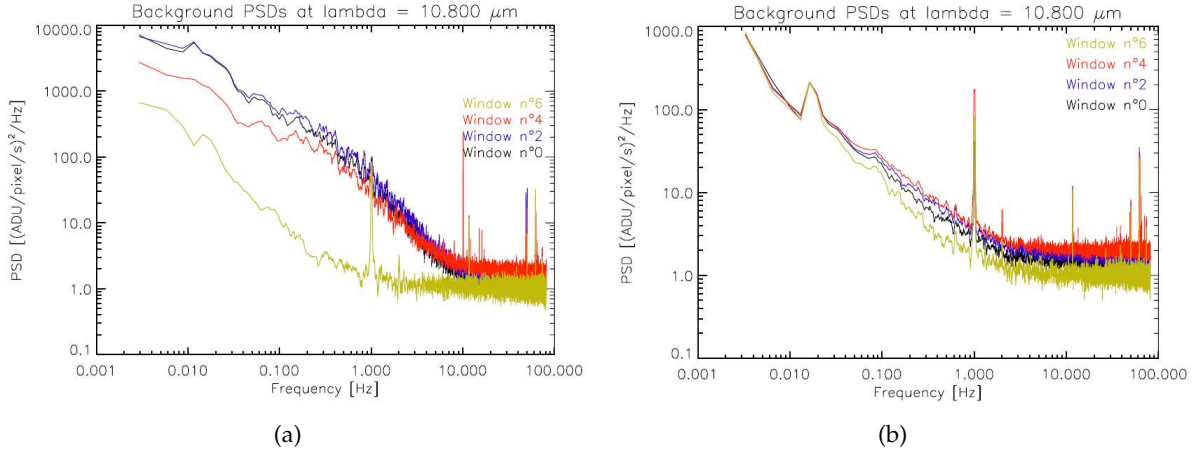


FIG. 4.44: Fluctuations du fond thermique mesurées au VLTI dans deux situations différentes (a) Fortes contribution de l'atmosphère, (b) contribution faible de l'atmosphère, d'après Absil et al. (2004). Les pics résonnants dans les spectres présentés sont des effets instrumentaux propre au VLTI. Au delà de 1 Hz les fluctuations du fond thermique sont nettement atténuées

La contribution de ce bruit de fluctuation du fond au rapport signal à bruit est difficile à évaluer en dessous de la fréquence f_{cph} . Ce bruit pourrait être pénalisant dans le cas de l'utilisation de CAMIRAS si les fréquences de choppages sont trop basses. Si la fréquence de choppage est de 1 Hz et que les perturbations thermiques dans le banc sont les mêmes que pour le VLTI, alors le bruit de fluctuation thermique sera 30 fois plus fort que le bruit quantique de photon.

Dans le cas de l'utilisation du détecteur monopixel la fréquence de modulation sera probablement suffisamment élevée pour négliger ce problème.

4.8.6 Conclusion sur le bilan photométrique

Les mesures d'extinctions élevées sont pour la plupart difficiles, car la transmission du banc est très faible. Seul le banc dans sa version cryogénique permettra d'atteindre des niveaux d'extinction de 10^{-6} en lumière polychromatique.

A température ambiante il sera cependant possible de mesurer des niveaux d'extinction de 10^{-4} à 10^{-5} . Cette mesure sera possible avec un détecteur simple à mettre en œuvre : un détecteur monopixel refroidi à l'azote liquide. Il sera d'ailleurs sans doute difficile de faire des mesures avec le détecteur matriciel à notre disposition, en effet il n'est pas certain que nous puissions effectuer un choppage suffisamment rapide. De plus le système d'acquisition de ce détecteur est beaucoup plus complexe à utiliser que pour le détecteur monopixel. A température ambiante le détecteur matriciel ne sera probablement utilisé que pour les mesures en lumière dispersée pour mesurer le déphasage résiduel des déphaseurs (voir chapitre suivant).

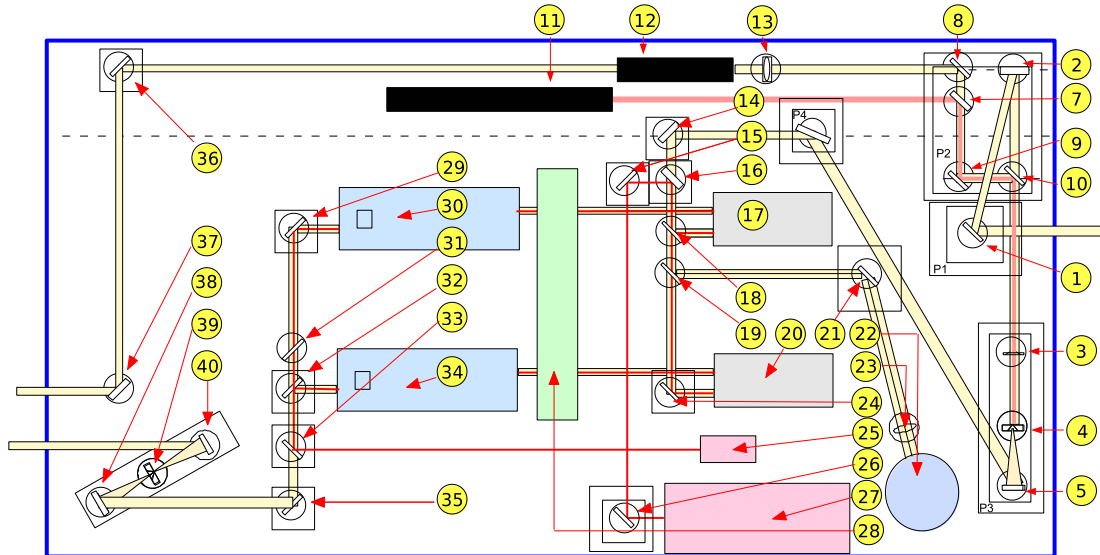


FIG. 4.45: Schéma de l'interféromètre NULLTIMATE dans sa version à température ambiante. La légende de ce schéma est la suivante :

- | | |
|--|--|
| 1 : Miroir d'entrée du corps noir | 2 : Parabole ré-imageant le corps noir |
| 3 : Diaphragme image du corps noir | 4 : Trou filtrant d'entrée |
| 5 : Parabole de collimation | 6 : Miroir de repliement |
| 7 : Miroir de repliement du faisceau laser IR | 8 : Injection du flux visible d'alignement |
| 9 : Miroir de repliement | 10 : Mélange IR corps noir / IR laser / Visible |
| 11 : Laser visible | 12 : Expandeur de faisceau IR |
| 13 : Laser CO ₂ / Laser HeNe 3,39 μm | 14 : Miroir de repliement |
| 15 : Miroir de repliement pour faisceau Agilent | 16 : Injection du faisceau métrologique |
| 17 : Ligne à retard | 18 : Séparatrice |
| 19 : Compensatrice | 20 : Ligne à retard |
| 21 : Miroir | 22 : Détecteur pour la surveillance de flux |
| 23 : Lentille de focalisation | 24 : Miroir de repliement |
| 25 : Détecteur Agilent | 26 : Miroir de repliement |
| 27 : Laser de métrologie Agilent | 28 : Dispositif d'ajustement des flux |
| 29 : Miroir de repliement | 30 : Déphaseur achromatique |
| 31 : Compensatrice | 32 : Recombinatrice |
| 33 : Extraction du faisceau métrologique | 34 : Déphaseur Achromatique |
| 35 : Miroir de repliement | 36 : Miroir de repliement, laser CO ₂ |
| 37 : Miroir de repliement, laser CO ₂ | 38 : Parabole de focalisation |
| 39 : Trou de filtrage spatial | 40 : Parabole de collimation |

4.9 Première étape à température ambiante

Comme déjà indiqué précédemment nous avons choisi de réaliser dans un premier temps une version à température ambiante du banc NULLTIMATE. Nous avons choisi, de plus, de réaliser cette version du banc sans se préoccuper du possible passage à froid. Ce choix permet une grande simplification du banc et une réduction très nette de son coût. En particulier il est possible d'utiliser l'offre pléthorique d'optiques, de montures optiques et de mécanismes disponibles.

Nous avons lors de ce changement d'orientation aussi changé un point important de la conception mécanique. Cela concerne l'implémentation des mécanismes de rotation. Les mécanismes de rotation précédemment cités étaient fait de façon à orienter des éléments optiques posés/fixés sur une surface horizontale. La plupart des mécanismes de rotation du commerce sont fait pour orienter une surface verticale. Une raison probable de ce choix mécanique est de pallier la faible force des actuateurs de précision (problème auquel nous nous sommes aussi heurtés). La plupart des mécanismes de rotation du Banc NULLTIMATE à chaud seront de ce type. Une des conséquences de ce choix de mécanisme est l'utilisation d'optiques rondes. Nous avons choisi d'utiliser des optiques de deux pouces de diamètre. La figure 4.45, page précédente, détaille l'implémentation du banc que nous avons retenue.

4.10 Conclusion

Le banc NULLTIMATE n'a pas encore vu le jour. Cela est du à de probables trop grande ambitions de départ et à un certain nombre de difficultés techniques incontournables. Nous avons du dans un premier temps réduire les ambitions de ce banc. Malgré cela ce banc devrait permettre une caractérisation des déphaseurs achromatiques choisis de deux façons :

- **Par mesure d'extinction** : On espère obtenir des extinctions de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-5} en lumière monochromatique pour tous les APS. Pour les deux déphaseurs à retournement de pupille ce sera les seules mesures d'extinction possible dans la bande de longueur d'onde de Darwin, en l'absence de fibres optiques. Des mesures polychromatiques seront alors effectuées en bande K ou L (2 ou 3 μm). Pour les déphaseurs n'introduisant pas de retournement de pupille il sera possible de faire des mesures d'extinction dans la bande de Darwin. Les mesures se feront en priorité dans la bande 6 – 11 μm où le flux sera plus important et les détecteurs plus sensibles. Nous espérons obtenir des fibres optiques par le même fournisseur que Ksendzov et al. (2006).
- **Par mesure de la phase chromatique** : On espère obtenir des caractérisations de la phase en fonction de la longueur d'onde par deux méthodes qui seront exposées dans le chapitre suivant.

Chapitre 5

Caractérisations de déphaseurs achromatiques : méthodes de mesure des résidus de phase

Sommaire

| | | |
|-----|------------------------------------|-----|
| 5.1 | Méthode par transformée de Fourier | 133 |
| 5.2 | Méthode de dispersion des franges | 143 |
| 5.3 | Conclusion | 146 |

Nous avons déjà vu que pour obtenir un instrument interférométrique pour l'observation de planète, il est nécessaire de disposer de déphaseurs achromatiques sur la bande spectrale étudiée. Cela permet de réduire notablement la complexité de l'architecture de l'instrument. La méthode optimale pour étudier ces éléments optiques est bien évidemment de faire de l'interférométrie annulante. Nous avons vu qu'obtenir les performances ultimes de ces déphaseurs est assez difficile dans l'état actuel de la technologie à notre disposition (difficulté d'obtenir des fibres optiques à $10\mu m$). Il était donc souhaitable de trouver des méthodes pour caractériser les déphaseurs à partir d'extinctions interférométriques moyenne ou faible. En particulier il est intéressant de pouvoir mesurer la phase introduite par un déphaseur achromatique. Dans ce chapitre nous allons étudier comment faire cette mesure et quelles sont les performances des méthodes exposées.

5.1 Méthode par transformée de Fourier

L'interférométrie en frange noire se fait naturellement avec une source polychromatique et les interférences sont de très bonne qualité. On peut donc transformer l'instrument en un spectromètre à transformée de Fourier. Nous allons utiliser cette propriété pour retrouver la phase introduite par le déphaseur.

5.1.1 Équations de base

Le flux mesuré en sortie d'interféromètre s'exprime de la façon suivante :

$$N(ddm) = \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} B(\sigma) \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} ddm + \pi + \varepsilon(\sigma) \right) \right) d\sigma \quad (5.1)$$

avec

- $B(\sigma)$: Spectre de la source
- ddm : Différence de marche
- $\varepsilon(\sigma)$: Résidu de phase chromatique du déphaseur
- σ : Nombre d'onde (inverse de la longueur d'onde)

On peut faire apparaître que cette intensité est la transformée de Fourier du spectre complexe de la source :

$$\begin{aligned} N_m(ddm) &= N(ddm) - \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} B(\sigma) d\sigma = \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} B(\sigma) \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} ddm + \pi + \varepsilon(\sigma) \right) d\sigma \\ &= \operatorname{Re} \left[\int_{\sigma_1}^{\sigma_2} -B(\sigma) \exp(i\varepsilon(\sigma)) \exp \left(\frac{2i\pi}{\lambda} ddm \right) d\sigma \right] \end{aligned} \quad (5.2)$$

Il est aisé avec l'interféromètre de mesurer N_m . Il reste à retrouver la grandeur qui nous intéresse : $\varepsilon(\sigma)$. Pour retrouver exactement le spectre complexe $S(\sigma) = B(\sigma) \exp(i\varepsilon(\sigma))$ par transformée de Fourier inverse, il suffit de supposer que $S(\sigma)$ est hermitienne. Cela ne pose pas de problème, en effet B et ε ne sont pas physiquement définis pour $\sigma < 0$, ces fonctions peuvent donc prendre n'importe quelle valeur. On a

$$N_m(ddm) = TF(S(\sigma)) \quad (5.3)$$

et donc

$$\varepsilon(\sigma) = \arg [TF^{-1}(N_m(ddm))] \quad (5.4)$$

5.1.2 Mise en oeuvre de la méthode

Pour effectuer la mesure de la phase en fonction de la longueur d'onde il suffit donc de mesurer l'intensité en sortie de l'interféromètre, en faisant varier la différence de marche. Pour cela il faut faire varier la position de la ligne à retard.

Dans la pratique on doit faire cette mesure de façon discrète. Il faut donc commencer par choisir un échantillonnage correspondant à nos besoins. La résolution spectrale $\Delta\sigma$ de la mesure est déterminée par la différence de marche maximale parcourue L_{ddm} .

$$\Delta\sigma = \frac{1}{L_{ddm}} \quad (5.5)$$

Le nombre de mesures prises lors du balayage de la différence de marche détermine le domaine spectral. Un balayage de N points nous donnera une mesure du nombre d'onde $\Delta\sigma$ au nombre d'onde $\sigma_{max} = \frac{N}{2}\Delta\sigma$. Nous voulons effectuer la mesure sur une bande passante limitée (voir chapitre 4). Pour économiser des mesures il est possible d'utiliser les propriétés de la transformée de Fourier discrète. En effet puisque notre signal se trouve à bande limité on peut utiliser les propriétés du repliement de spectre : Un signal compris entre $k\sigma_{max}$ et $(k+1)\sigma_{max}$ se trouve replié sur la bande $[\Delta\sigma, \sigma_{max}]$ si k est pair, et sur $[\sigma_{max}, \Delta\sigma]$ si k est impair.

Par exemple, si on veut mesurer le déphasage introduit par le déphaseur achromatique du banc SYNAPSE, dans la bande K ($2 - 2.5\mu m$) avec une résolution de 100 il faut parcourir une différence de marche de $1000\mu m$. Il suffit alors de faire 200 mesures pour obtenir le spectre et la phase sur la bande passante. Sans utiliser les propriétés de repliement il faudrait effectuer un balayage de 1000 points.

5.1.3 Localisation de la différence de marche nulle

Un autre aspect important de la mesure est de localiser avec précision la différence de marche nulle. En effet si l'échantillonnage n'est pas symétrique, alors la phase retrouvée par transformée de Fourier inverse est erronée. En effet si on a décalé le zéro de l'interférogramme de x alors la phase retrouvée sera :

$$\varphi(\sigma) = \varepsilon(\sigma) + 2\pi \cdot x \cdot \sigma \quad (5.6)$$

Dans la pratique il peut être difficile de localiser la différence de marche nulle. Il faut donc la retrouver *a posteriori*, en cherchant sur les données enregistrées. On peut chercher la valeur de x qui minimise l'écart quadratique de la phase mesurée à π sur la bande spectrale considérée. Cela a cependant une conséquence importante : **on ne mesurera pas la phase de manière absolue, mais seulement de manière relative. La localisation de la différence de marche nulle est un point délicat de la méthode et doit encore être étudié.**

5.1.4 Sensibilité de la mesure aux différentes sources d'erreurs

5.1.4.1 Sensibilité aux différences d'intensité entre les bras de l'interféromètre

- Prenons d'abord le cas d'une différence d'intensité achromatique. Le flux mesuré par le détecteur à la sortie de l'interféromètre peut s'écrire alors :

$$N(ddm) = \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} K(\sigma) \left(I_1 + I_2 + \sqrt{I_1 I_2} \cos(2\pi\sigma ddm + \varepsilon(\sigma)) \right) d\sigma \quad (5.7)$$

Où $K(\sigma)$ est défini par $B_i(\sigma) = \frac{1}{2} \cdot I_i \cdot K(\sigma)$, K est une fonction réelle (avec $i = 1$ ou 2).

En faisant les mêmes hypothèses que pour l'équation 5.2, on obtient de nouveau l'équation 5.3, avec

$$S(\sigma) = \sqrt{I_1 I_2} K(\sigma) \exp(i \cdot \varepsilon(\sigma)) \quad (5.8)$$

La méthode de mesure de la phase résiduelle par transformée de Fourier est insensible aux défauts d'intensité achromatique.

- Si on fait l'hypothèse que le défaut d'intensité est chromatique, alors l'équation 5.11 devient :

$$N(ddm) = \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} \left(I_1 K_1(\sigma) + I_2 K_2(\sigma) + \sqrt{I_1 I_2 K_1(\sigma) K_2(\sigma)} \cos(2\pi \sigma ddm + \varepsilon(\sigma)) \right) d\sigma \quad (5.9)$$

Où $K_{1/2}(\sigma)$ est défini par $B_{1/2}(\sigma) = \frac{1}{2} \cdot I_{1/2} \cdot K_{1/2}(\sigma)$

De la même façon on retrouve l'équation 5.3, avec

$$S(\sigma) = \sqrt{I_1 I_2 K_1(\sigma) K_2(\sigma)} \exp(i \cdot \varepsilon(\sigma)) \quad (5.10)$$

La méthode de mesure de la phase résiduelle par transformée de Fourier est insensible aux défauts d'intensités.

5.1.4.2 Sensibilité aux défauts de polarisation entre les bras de l'interféromètre

Comme nous l'avons vu au chapitre 3, il y a deux types de défauts de polarisation :

- Les défauts de rotation de polarisation : des défauts géométriques, et par suite achromatiques.
- Des défauts de phase dus aux différences d'incidences sur les deux bras de l'interféromètre.

- Dans le premier cas, si on suppose qu'il n'existe pas de déphasage résiduel différentiel dû à la polarisation, alors le flux en sortie de l'interféromètre est la somme d'une composante incohérente ne produisant pas d'interférence, et d'une composante interférentielle déséquilibrée en intensité. L'équation 5.1, devient :

$$I(ddm) = \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} K(\sigma) \left(I_{incoherent} + I_1 + I_2 + \sqrt{I_1 I_2} \cos(2\pi \sigma ddm + \varepsilon(\sigma)) \right) d\sigma \quad (5.11)$$

Encore une fois, pour retrouver la phase résiduelle introduite par le déphaseur, il suffit d'appliquer la formule 5.4. **La mesure de la phase résiduelle est insensible aux rotations de polarisation.**

- Le deuxième cas est nettement différent. En effet cette fois la phase résiduelle dans l'interféromètre $\varepsilon'(\sigma)$, est la somme de la phase résiduelle introduite par le déphaseur et de la phase résiduelle introduite par les différences d'incidences dans les deux bras de l'interféromètre. De plus comme l'interféromètre fonctionne en lumière non polarisée, l'intensité en sortie d'interféromètre est la somme incohérente de deux signaux interférométriques avec des fonctions de phase résiduelle différentes (un signal pour la polarisation horizontale et un signal pour la polarisation verticale). Dans ce cas l'équation 5.2, devient :

$$I_m(ddm) = \text{Re} \left[\int_{\sigma_1}^{\sigma_2} - \left[B_s(\sigma) e^{i\varepsilon'_s(\sigma)} + B_p(\sigma) e^{i\varepsilon'_p(\sigma)} \right] \cdot \exp \left(\frac{2i\pi}{\lambda} ddm \right) d\sigma \right] \quad (5.12)$$

en prenant la transformée de Fourier inverse de I_m , on obtient la phase de $B(\sigma) \exp(i\varepsilon'_s(\sigma)) + B_p(\sigma) \exp(i\varepsilon'_p(\sigma))$.

$$\text{Arg} (TF^{-1}(I_m(ddm))) = \arctan \left(\frac{B_s(\sigma) \sin(\varepsilon'_s(\sigma)) + B_p(\sigma) \sin(\varepsilon'_p(\sigma))}{B_s(\sigma) \cos(\varepsilon'_s(\sigma)) + B_p(\sigma) \cos(\varepsilon'_p(\sigma))} \right) \quad (5.13)$$

comme les $\varepsilon_{s/p}$ sont très petits, et comme B_s et B_p sont très voisins alors la grandeur mesurée est :

$$\text{Arg} (TF^{-1}(I_m(ddm))) \simeq \frac{\varepsilon'_s + \varepsilon'_p}{2} \quad (5.14)$$

Le logiciel JONES présenté au chapitre 3, permet d'évaluer la différence de phase $\varepsilon_s - \varepsilon_p$. Le tableau suivant donne des valeurs de déphasage dans la situation où les alignements sont faits à la précision d'une minute d'arc.

| $d\theta = 1 \text{ minutes}$ | SYNAPSE | $d\theta = 1 \text{ minutes}$ | NULLTIMATE |
|-------------------------------|--------------------------------|-------------------------------|--------------------------------|
| $\lambda = 2 \mu m$ | $8 \times 10^{-4} \text{ rad}$ | $\lambda = 6 \mu m$ | $8 \times 10^{-5} \text{ rad}$ |
| $\lambda = 2,5 \mu m$ | $8 \times 10^{-4} \text{ rad}$ | $\lambda = 18 \mu m$ | $4 \times 10^{-5} \text{ rad}$ |

Il y a donc deux situations :

- Dans le cas de SYNAPSE, le déphasage dû à la polarisation est du même ordre de grandeur que le déphasage que l'on souhaite mesurer. Cela n'empêche pas la mesure, cela réduit simplement la précision.
- Dans le cas de NULLTIMATE, les défauts de phase dû à la polarisation sont négligeables vis à vis de ce que l'on veut mesurer.

5.1.4.3 Sensibilité de la méthode au bruit sur la mesure du flux en sortie de l'interféromètre

En sortie d'interféromètre la mesure du flux se fait avec un rapport signal à bruit déterminé. Cela impacte la transformée de Fourier. On peut montrer que l'erreur quadratique moyenne

faite sur la phase est inversement proportionnelle au rapport signal à bruit sur la mesure du flux. Ce calcul est inspiré de Davis et al. (2001).

Soit ϵ_I le bruit sur la mesure du signal interférométrique, et N_{max} l'intensité maximale du signal interférométrique. Ce bruit est supposé blanc. La puissance totale de bruit dans l'interférogramme est $2\epsilon_I^2 L_{ddm}$. La transformée de Fourier d'un bruit blanc est un bruit blanc, et le théorème de Parseval nous indique que la puissance totale de bruit dans le domaine spectral est conservée. Si on note ϵ_σ la puissance de bruit dans le domaine spectral, alors

$$\epsilon_\sigma = \epsilon_I \sqrt{\frac{2L}{2\sigma_{max}}} \quad (5.15)$$

Le bruit est uniformément distribué dans le spectre obtenu et ne dépend pas du niveau de signal spectral local. La phase est obtenue par l'opération suivante :

$$\varepsilon(\sigma) = \arctan \left(\frac{\text{Imag} [TF^{-1} (N_m(ddm))]}{\text{Re} [TF^{-1} (N_m(ddm))]} \right) \simeq \frac{\text{Imag} [TF^{-1} (N_m(ddm))]}{\text{Re} [TF^{-1} (N_m(ddm))]} \quad (5.16)$$

Le bruit sur la mesure de la phase résiduelle $\Delta\varepsilon$ est :

$$\Delta\varepsilon = \frac{2\sqrt{2}\epsilon_\sigma}{\text{Re} [TF^{-1} (I_m(ddm))] (\sigma)} \quad (5.17)$$

Comme ε est un petit angle, on a $\text{Re} [TF^{-1} (N_m(ddm))] (\sigma) \simeq B(\sigma)$. On a aussi $N_{max} \simeq 2 \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} B(\sigma) d\sigma$. Alors :

$$\Delta\varepsilon = \frac{4\sqrt{2} \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} B(\sigma) d\sigma}{B(\sigma)(S/B)_N} \sqrt{\frac{L}{\sigma_{max}}} \quad (5.18)$$

L'erreur de phase obtenue est inversement proportionnelle au rapport signal à bruit de la mesure du signal interférométrique.

Applications numériques (rapport signal à bruit sur la frange brillante) :

- Banc SYNAPSE : Pour 25 points entre 2 et 2,5 μm il faut $(S/B)_N = 2500$ pour avoir $\Delta\varepsilon = 2 \times 10^{-3}$
- Banc NULLTIMATE : Pour 25 points entre 6 et 11 μm il faut $(S/B)_N = 5000$ pour avoir $\Delta\varepsilon = 2 \times 10^{-3}$
- Banc NULLTIMATE : Pour 25 points entre 11 et 18 μm il faut $(S/B)_N = 10000$ pour avoir $\Delta\varepsilon = 2 \times 10^{-3}$

Il est intéressant de noter que le rapport signal à bruit nécessaire à la mesure de la phase est bien plus faible que celui nécessaire pour mesurer une extinction de 10^{-6} (extinction obtenue pour un défaut de phase $\Delta\varepsilon = 2 \times 10^{-3}$).

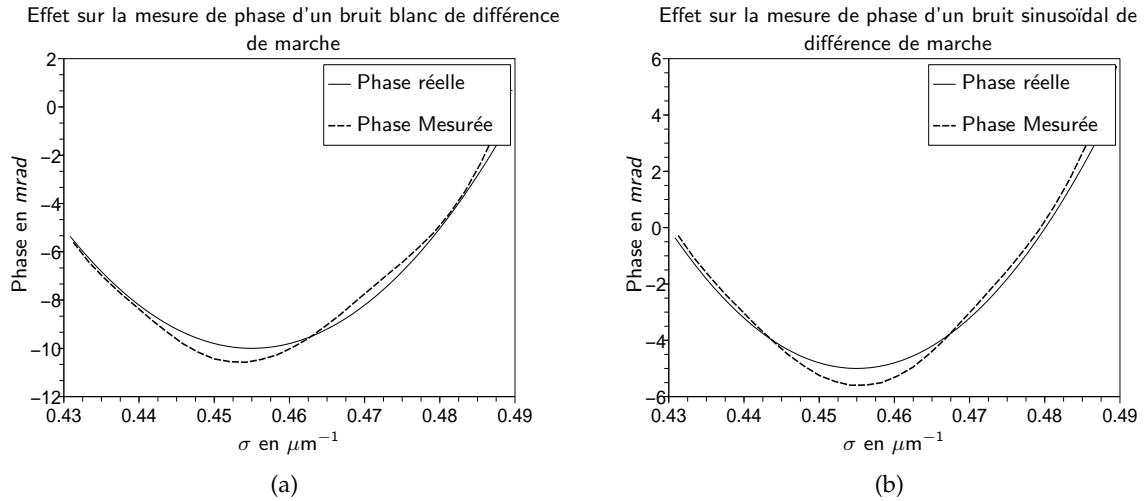


FIG. 5.1: Figure illustrant les effets de bruits de différence de marche. La bande passante simulée est celle du banc SYNAPSE ($2 - 2.5\mu\text{m}$). (a) correspond à un bruit blanc d'amplitude 5nm . (b) correspond à un bruit sinusoïdal ayant 20 périodes pendant la durée du balayage en différence de marche, avec une amplitude de 5nm .

5.1.4.4 Sensibilité de la méthode aux erreurs de position de la ligne à retard

La position de la ligne à retard est ce qui va déterminer la différence de marche dans l'interféromètre. Ce positionnement n'est jamais parfait. C'est le paramètre le plus critique d'une telle mesure. C'est en effet le mètre sur lequel on s'appuie pour faire la mesure. Il faut encore distinguer deux différentes sources de problèmes :

- Un bruit aléatoire à moyenne nulle (effet des vibrations)
- un bruit périodique (effet potentiel de l'actuateur de la ligne à retard)

Tous ces bruits ont des conséquences de type perturbations basses fréquences du spectre observé (voir figure 5.1)

Le second type d'erreur est lui facilement détectable dans le module de la transformée de Fourier. En effet il produit des artefacts visibles dans le spectre. Cela produit des "ghosts", des copies en plus petit et décalés du spectre principal (figure 5.2, page 140).

Pour quantifier l'effet de ces défauts une solution simple consiste à effectuer des simulations numériques de ces effets. Deux cas ont été considérés :

- Le banc SYNAPSE : la bande spectrale est située entre 2 et $2.5\mu\text{m}$ ($0.4 - 0.5\mu\text{m}$). La mesure considérée consiste en un balayage de 680 mesures sur une distance de $440\mu\text{m}$
- Le Banc NULLTIMATE : La bande spectrale considérée est celle entre 6 et $11\mu\text{m}$. La mesure est un balayage de 140 mesures sur une distance de $330\mu\text{m}$

Ces simulations permettent de tirer des conclusions qualitatives sur les effets susmentionnés :

- Une perturbation sous forme de bruit blanc provoque des erreurs proportionnelles à l'amplitude de ce bruit (voir figure 5.3, page 141)

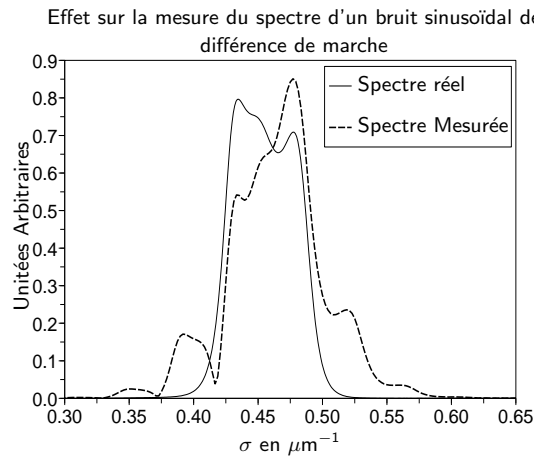


FIG. 5.2: Figure illustrant les effets d'un bruit sinusoïdal de différence de marche. La bande passante simulée est celle du banc SYNAPSE ($2-2.5\ \mu\text{m}$). Le graphique correspond à un bruit périodique de 20 périodes pendant la durée du balayage et d'une amplitude 200nm .

- Une perturbation sinusoïdale provoque des erreurs proportionnelles à l'amplitude de la sinusoïde.
- L'effet d'une perturbation sinusoïdale est variable avec la fréquence de la sinusoïde. Il semble y avoir des effets de résonance (figure 5.4). La position en l'amplitude de ces résonances dépend du spectre de la source et au déphasage à mesurer.
- L'effet d'une perturbation sinusoïdale s'atténue à basses fréquences, en effet, à basse fréquence cela revient à faire un décalage du zéro de la différence de marche.

Ces simulations numériques donnent des tolérances sur les différents bruits pour effectuer des mesures avec une incertitude de $2 \times 10^{-3}\ \text{rad}$:

- Sur SYNAPSE
 - Le bruit blanc de vibrations doit avoir une amplitude inférieure à 3nm
 - L'amplitude des perturbations périodiques doit rester inférieure à 2nm
- Pour NULLTIMATE
 - Le bruit blanc de vibrations doit avoir une amplitude inférieure à 6nm
 - L'amplitude des perturbations périodiques doit rester inférieure à 2nm

Ces valeurs de tolérances sont du même ordre de grandeur que celle requise pour avoir une extinction de 10^{-6} . Cela semble relativement cohérent, puisque "l'instrument de mesure" de la phase est la variation de différence de marche.

5.1.5 Tentative de mise en œuvre expérimentale

Le gros avantage de cette méthode de mesure de la phase est sa simplicité de mise en œuvre lorsque l'on possède déjà un interféromètre annulant monté. Les mesures présentées ci-après ont été réalisées sur le banc SYNAPSE, avec les mêmes paramètres de mesures que ceux utilisés pour les simulations. Les mesures sont entachées d'un défaut fondamental majeur, l'actuateur utilisé pour déplacer la ligne à retard est un actuateur grossier : une vis sans fin entraînée par un

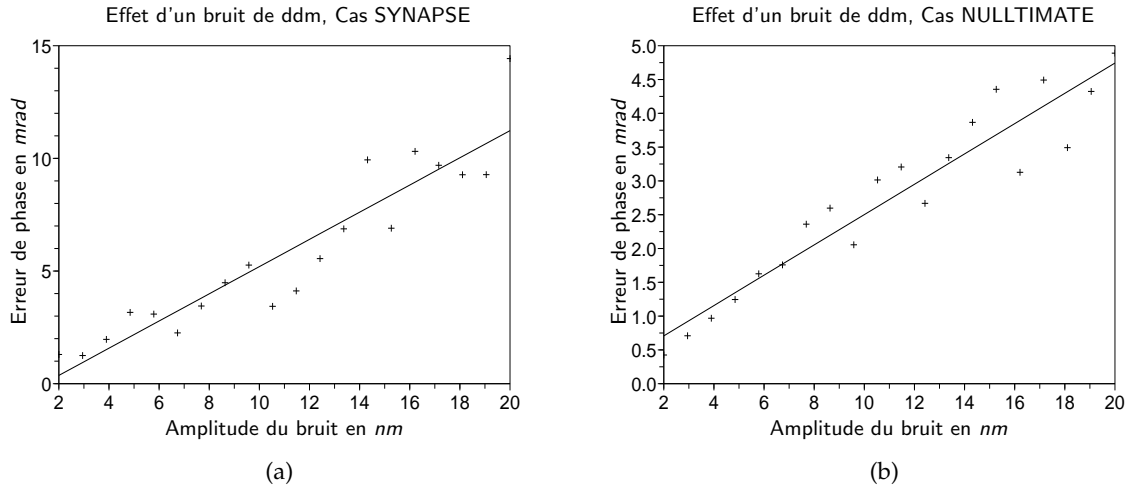


FIG. 5.3: Simulation de Monte-Carlo de l'effet d'un bruit blanc de différence de marche sur la précision de mesure de la phase. (a) Effet dans le cas du banc SYNAPSE. (b) Effet dans le cas du banc NULLTIMATE dans la bande $6 - 11\mu m$.

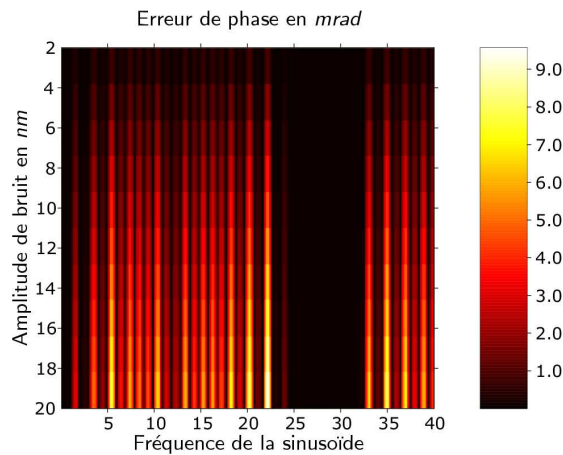


FIG. 5.4: Simulation de l'effet d'un bruit sinusoïdal de différence de marche, d'amplitude et de fréquence variable. La carte représentée montre l'erreur de phase en fonction de l'amplitude et de la fréquence du bruit sinusoïdal. La fréquence de la sinusoïde est exprimée en nombre de période sur la longueur totale du balayage.

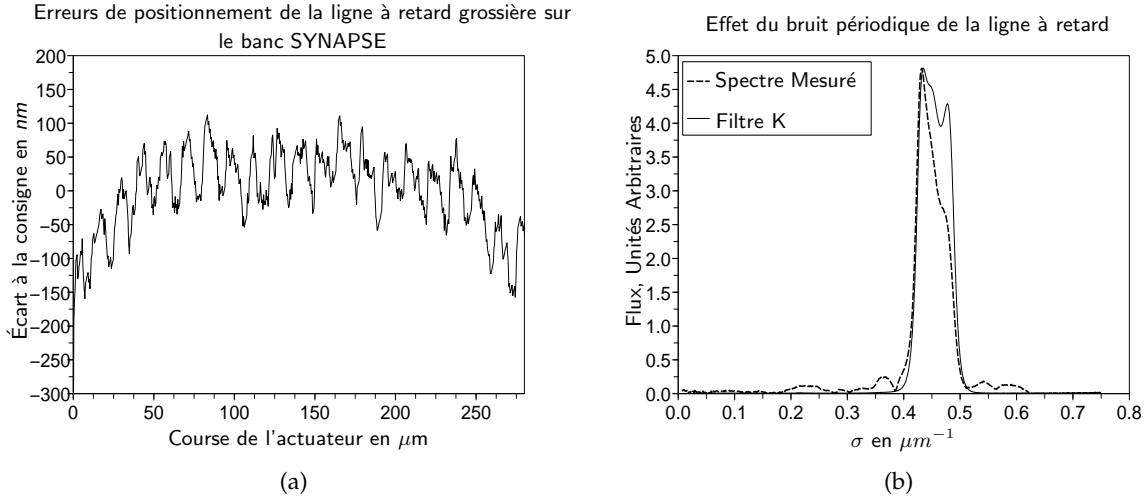


FIG. 5.5: (a) Bruit de différence de marche introduit par l'actuateur de la ligne à retard grossière du banc SYNAPSE. (b) Effet de ce bruit sur le spectre mesuré par l'interféromètre.

moteur pas à pas. Cette actuateur à une résolution de $0.1 \mu\text{m}$. Il présente cependant un défaut cyclique illustré figure 5.5. Le nombre de période que l'on voit sur cette figure correspond au nombre de tours effectués par le moteur pendant le balayage. Ce défaut dans le déplacement de la ligne à retard est reproductible d'une mesure à l'autre (à cause de son origine mécanique). Ainsi comme le bruit dominant dans la mesure de phase est celui introduit par la ligne à retard, on obtient des mesures répétables (voir figure 5.6). Les variations résiduelles sont assez bien expliquées par les autres sources d'erreur.

Pour pouvoir améliorer la qualité des mesures obtenues sur le Banc SYNAPSE, il faut en premier réduire la composante périodique du bruit. Pour cela deux solutions :

- Faire une compensation mécanique au moment de la mesure en utilisant le signal métrologique (signal Agilent dans notre cas) pour la mesure et la ligne à retard fine pour la correction.
- Enregistrer la différence de marche grâce à la métrologie et faire la compensation de façon numérique en utilisant des algorithmes de calcul de transformée de Fourier dans les cas de signaux non échantillonnés régulièrement.

On peut même tout à fait imaginer combiner les deux solutions. Le deuxième point qui permettra d'améliorer la qualité de la mesure est la minimisation du bruit blanc de différence de marche (les mesures présentées ici n'ont pas été faites dans les conditions les plus calmes que puisse connaître le banc).

Sur le Banc NULLTIMATE, le bruit périodique ne devrait plus être un problème : la ligne à retard sera fine avec une grande course. Ce terme devrait devenir négligeable. Les termes dominants seront les termes de bruits de photons et de bruit blanc de différence de marche.

Les mesures effectuées sur le banc SYNAPSE ne donnent pour l'instant qu'une très faible information sur le déphaseur achromatique du banc SYNAPSE, car le bruit est extrêmement dominant. Ces mesures seront refaites en appliquant les deux méthodes de correction évoquée précédemment.

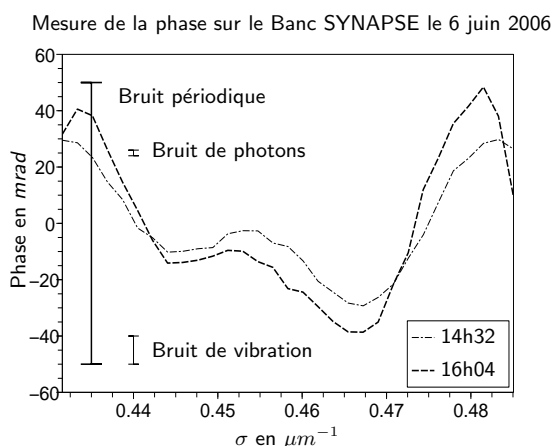


FIG. 5.6: Mesures de phase réalisée par la méthode de la transformée de Fourier. Deux mesures ont été effectuées à 1h30 d'intervalle, le déphaseur achromatique dans le même état. La corrélation que montrent ces mesures correspond à la reproductibilité des erreurs de phase produite par la ligne à retard. L'écart entre les mesures s'explique assez bien par les autres contributeurs au bruit.

5.2 Méthode de dispersion des franges

5.2.1 Principe

Une autre solution pour effectuer une mesure de phase consiste à utiliser en sortie de banc interférométrique un élément dispersif et une matrice de détecteurs (un spectromètre). Un balayage de différence de marche permet alors de retrouver la phase différentielle entre les différentes longueurs d'onde. La figure 5.7, page 144, illustre les données obtenues dans le cas d'un déphasage de π parfait. Ces cartes sont obtenues de la façon suivante : à chaque pas du balayage en différence de marche, un spectre est acquis. La carte est constituée de ces différents spectres mis bout à bout.

La reconstitution de la phase se fait de la façon suivante : à chaque longueur d'onde du spectre obtenu on a un signal sinusoïdal en fonction de la différence de marche. Le décalage de ces différentes sinusoïdes par rapport à la différence de marche nulle est le déphasage que nous devons mesurer. Ce décalage peut être obtenu grâce à un ajustement des différentes sinusoïdes expérimentales obtenues.

5.2.2 Mise en œuvre

Pour mettre en œuvre la méthode, le premier point à résoudre concerne la résolution spectrale nécessaire. Les défauts de chromatisme attendus n'ont pas de variations rapides dans les domaines spectraux. Une faible résolution spectrale suffit. Cependant plus la résolution spectrale est faible plus la longueur de cohérence pour chaque canaux spectraux est faible et plus le nombre de franges disponibles pour effectuer les ajustements sera faible.

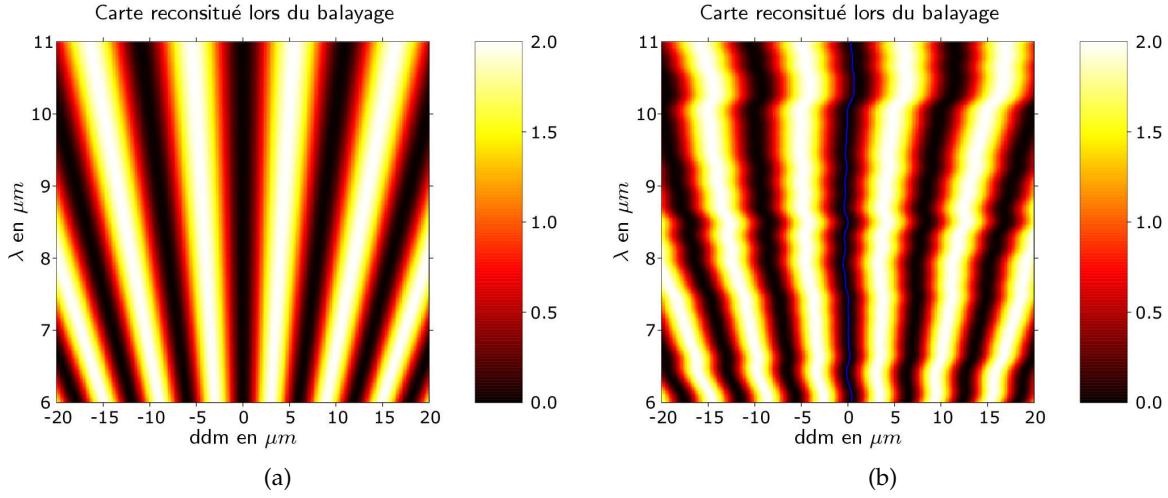


FIG. 5.7: Illustration de la méthode de dispersion des franges. (a) Cas d'un déphaseur strictement achromatique. La frange centrale est strictement rectiligne. (b) Cas d'un déphaseur imparfait. La frange centrale est perturbée. L'écart de la frange centrale à la droite représente les défauts de phase résiduels.

La longueur de cohérence d'un canal spectral est donnée par la formule suivante :

$$l_c = \frac{\lambda_m^2}{\Delta\lambda} \quad (5.19)$$

Avec

λ_m : Longueur d'onde centrale du canal spectral

$\Delta\lambda$: Largeur du canal spectral

Dans le cas de NULLTIMATE si on prend 10 éléments spectraux on obtient à $\lambda_m = 6,25 \mu m$, une longueur de cohérence de $l_c = 78 \mu m$. Cela permet de pouvoir mesurer 26 franges avec un bon contraste. Ce qui est tout à fait suffisant pour un ajustement précis des franges d'interférence en fonction de la différence de marche.

Dans le cas de SYNAPSE, pour 10 éléments spectraux on obtient une longueur de cohérence de $l_c = 82 \mu m$ à $\lambda_m = 2,025 \mu m$, c'est à dire 82 franges.

Avec de telles résolutions, il est possible d'utiliser des spectromètres extrêmement rudimentaires, d'autant plus qu'il n'est pas indispensable d'avoir de précision sur les longueurs d'onde exactes. Pour les deux bancs il suffit de disposer d'un prisme et d'une caméra. Un tel système a été conçu et réalisé par deux stagiaires (David Dugeon et Mathieu Boffety en 2006). La figure 5.8 montre le schéma de ce spectromètre rudimentaire.

L'élément dispersif utilisé est un Prisme en ZnSe de 5 degrés. Il faut l'utiliser avec une incidence de 53,2 degrés, l'angle moyen de sortie du prisme est alors 88°. Le dispositif présente une transmission de 20 % (Boffety et Dugeon (2006)). Le détecteur est une caméra astronomique nommée CIRCUS (Normand (1994)). C'est une cible 128x128 pixels en InSb refroidie à

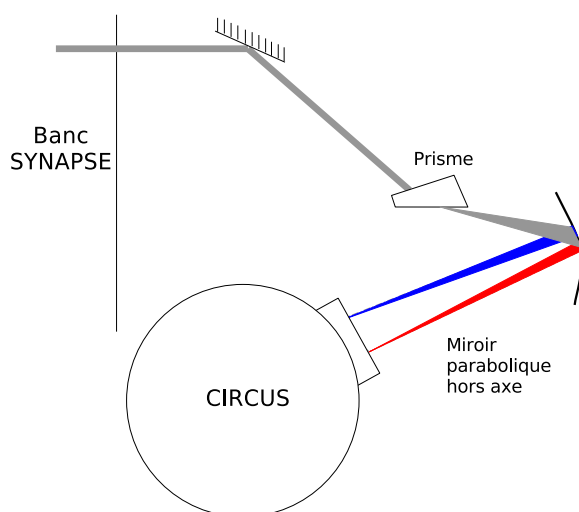


FIG. 5.8: Schéma du spectromètre rudimentaire utilisé sur le banc SYNAPSE pour tester la méthode de mesure de la phase par dispersion des franges (conçu et réalisé par David Drugeon et Mathieu Boffety). Le prisme est un prisme de 5° en ZnSe. Ce n'est pas le meilleur prisme possible car pour disperser suffisamment il faut être en incidence presque rasante sur le prisme.

60K par de l'azote pompé et solidifié. Elle permet de mesurer les spectres produits par le prisme avec de très bons rapports signaux à bruits.

Des mesures ont été faites avec ce système optique. Elles ne sont cependant pas utilisables à cause d'un problème de la caméra. La conversion analogique-digitale de la lecture de valeur des pixels était mal réglée et écrétait le signal par le bas. Ce problème a été corrigé, mais il n'a pas été possible de refaire la mesure depuis.

5.2.3 Trouver la différence de marche nulle

De même que pour la méthode précédente la différence de marche nulle n'est pas strictement définie. En effet lorsqu'un système présente du chromatisme il faut choisir une longueur d'onde de référence pour déterminer la position de la différence de marche nulle. Une meilleure définition de la différence de marche nulle dans notre cas est de choisir la différence de marche qui minimise l'extinction, c'est à dire, la différence de marche qui minimise l'écart quadratique moyen de la phase à π .

5.2.4 Sensibilité de la méthode aux différentes sources d'erreurs

L'étude de la sensibilité de cette méthode aux différentes sources d'erreurs n'a pas été faite. Cette méthode devrait comme la précédente avoir les caractéristiques suivantes :

- Insensibilité aux défauts d'intensité entre les deux ondes,

- On peut effectuer la mesure même avec un rapport signal à bruit qui ne permettrait pas de mesurer le niveau d'extinction correspondant aux défauts de phase mesurés,
- L'une des principales limitations vient des défauts de la maîtrise de la différence de marche dans l'interféromètre,
- On ne peut séparer dans une telle mesure les défauts de phase provenant du déphaseur et les contributions des défauts de polarisation.

5.3 Conclusion

Nous avons vu qu'il existe au moins deux méthodes indépendantes pour caractériser la phase introduite par un déphaseur achromatique, dans un interféromètre annulant à deux ondes. Ces méthodes ont l'avantage de pouvoir être utilisées dans des conditions de mesure nettement moins exigeantes que les mesures d'extinction en terme de rapport signal à bruit. Par contre il faut maîtriser la différence de marche avec la même précision que pour obtenir de fortes extinctions. Ces deux méthodes sont donc un moyen de caractérisation intéressant des déphaseurs achromatiques.

Un point cependant n'a pas été abordé. *Les défauts de phase n'ont pas pour seule origine le déphaseur achromatique* : Le banc possède lui-même un chromatisme résiduel. En particulier il reste un chromatisme résiduel dû aux inégalités d'épaisseur dans la séparatrice et la recombinaison. Pour caractériser la phase introduite par le déphaseur uniquement, *il faudra faire une mesure différentielle de la phase* en présence et en l'absence du déphaseur achromatique.

Aucun résultat expérimental utilisable n'a été obtenu jusqu'à présent. Il est souhaitable de mettre au point ces méthodes de mesure, d'abord sur le banc SYNAPSE et de les transposer sur le banc NULLTIMATE.

Chapitre 6

Stabilisation du contraste par modulation

Sommaire

| | | |
|-----|--|-----|
| 6.1 | Idée de base | 148 |
| 6.2 | Mise en œuvre expérimentale | 149 |
| 6.3 | Applicabilité à l'instrument | 150 |
| 6.4 | Généralisation du concept | 151 |
| 6.5 | Conclusion | 155 |

Nous avons vu au chapitre 2 et au chapitre 3, que la stabilité de l'extinction obtenue par un interféromètre annulant est un point essentiel pour que les observations deviennent possibles avec ce type d'instrument. Nous l'avons vu, la plupart des bancs interférométriques annulant présentent pour l'instant des dérives qui rendraient les observations impossibles. Une solution pour lutter contre les dérives est d'utiliser des asservissements. En effet les asservissements ont en général la propriété de réduire de façon importante les bruits basse fréquence.

Pour réaliser un asservissement il faut disposer d'un moyen de mesure de la grandeur à asservir et d'un moyen d'action sur cette grandeur. La première grandeur dans un interféromètre annulant à asservir est la différence de marche, mais on peut aussi chercher à asservir les flux dans chaque bras, la direction des faisceaux, la base de l'interféromètre *etc...*

La première idée qui vient pour effectuer ces asservissements est d'utiliser des instruments de mesures adaptés à chaque grandeur à asservir. Cette idée peut cependant parfois s'avérer insuffisante. En effet pour pouvoir utiliser ces différents instruments de mesure il faut souvent utiliser des chemins optiques légèrement différents de ceux utilisés au final pour la mesure. Cela peut entraîner des erreurs qui peuvent au final être du même ordre de grandeur que celles qui doivent être corrigées.

Nous avons eu ce problème sur le Banc SYNAPSE : le système de métrologie de la différence de marche utilisé n'est pas colinéaire au faisceau scientifique. Un asservissement de la ligne à retard a été réalisé en utilisant les données de cet instrument. Cet asservissement fonctionne tout à fait correctement si on ne considère que le signal de cet instrument de mesure : on a une

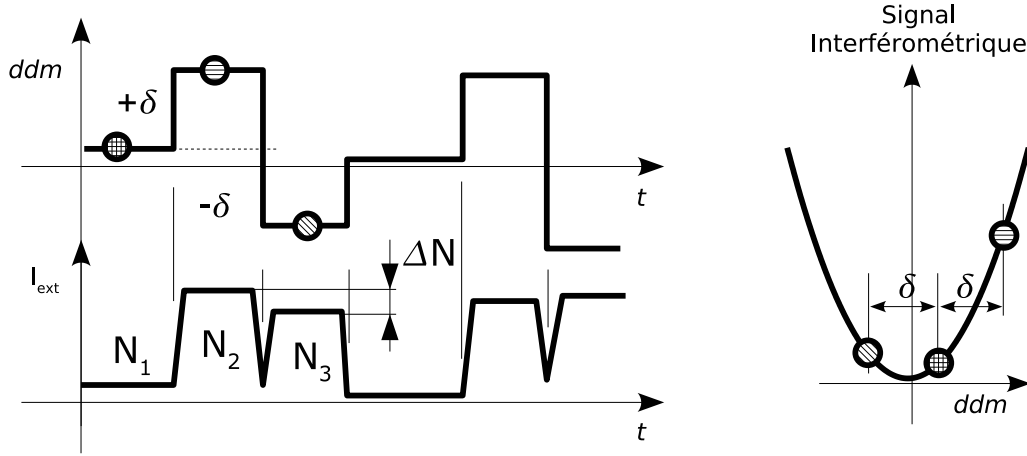


FIG. 6.1: Figure illustrant le principe de la modulation de la différence de marche. Le procédé se fait en 2 ou trois étapes : d'une position initiale on fait bouger la ligne à retard de $\pm\delta$, on utilise soit ΔI comme signal d'erreur dans un asservissement soit, on calcule la position du minimum de l'extinction en utilisant les valeurs I_1, I_2, I_3

réduction importante des dérives de différence de marche. Malheureusement cela ne stabilise pas l'extinction obtenue sur le banc.

Sur ce même banc, en nous inspirant de Schmidlin et al. (2005), nous avons implémenté une stabilisation de la différence de marche par modulation de la différence de marche. Dans cette méthode le signal utile et le signal métrologique sont mesurés de la même façon, seulement, ils ne sont pas mesurés au même moment. Cette méthode nous allons le voir a porté ses fruits et semble prometteuse. Elle peut être étendue à d'autres grandeurs que seulement la différence de marche.

6.1 Idée de base

L'idée de la modulation est de trouver un moyen de mesurer la grandeur à asservir directement via le signal scientifique. Pour illustrer le principe de la méthode nous allons nous intéresser à la différence de marche.

Nous avons vu au chapitre 3, que le signal interférométrique de teinte plate noire varie quadratiquement avec la différence de marche :

$$N_{ext} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{B(\lambda)}{4} \left(\frac{2\pi}{\lambda} ddm \right)^2 d\lambda + K_2 = K_1 \cdot ddm^2 + K_2 \quad (6.1)$$

$B(\lambda)$ est le spectre de la source, K_2 représente les termes de perturbation de l'extinction qui ne dépendent pas de la différence de marche.

On ne peut pas directement utiliser le signal interférométrique comme moyen de mesure de la différence de marche, principalement car cette dépendance quadratique nous empêche de déterminer le signe de la différence de marche. Par contre si on est capable de modifier cette différence de marche d'une grandeur connue, on peut utiliser les variations de l'intensité interférométrique qui en résultent pour calculer la meilleure différence de marche.

On peut envisager deux façons de calculer la meilleure différence de marche. Une méthode classique d'asservissement, et une méthode plus numérique. Dans tous les cas le processus se fait en quatre étapes illustrées sur la figure 6.1. On part d'une position initiale de la ligne à retard, et d'une intensité interférométrique N_1 . On envoie ensuite une consigne à la ligne à retard pour obtenir un déplacement connu de δ . On mesure alors l'intensité N_2 . Ensuite, la consigne envoyée à la ligne à retard est d'aller à $-\delta$ de la position initiale. On mesure alors N_3 .

- $\Delta N = N_3 - N_2 = K((ddm + \delta)^2 + K_2 - (ddm - \delta)^2 - K_2) = 4.K.\delta.ddm$
On peut donc utiliser ΔI comme signal d'erreur pour un asservissement, car ce signal est proportionnel à la différence de marche.
- Par trois points il ne passe qu'une seule parabole. A partir de N_1 , N_2 et N_3 , on peut donc calculer la position du fond de la parabole :

$$ddm = \delta \frac{N_3 - N_2}{2(N_2 + N_3) - 4N_1} \quad (6.2)$$

Cette méthode est numériquement stable, en effet le dénominateur n'est jamais nul. C'est en fait proportionnel au coefficient K . Cette deuxième méthode a été proposée et mise en œuvre par Pavel Gabor lors de son stage de Master 2 astrophysique (Gabor (2006)).

On peut appliquer cette technique aussi bien aux défauts d'intensité (à condition qu'ils soient achromatiques) ou à tout autre défaut ayant un effet quadratique sur le signal interférométrique.

6.2 Mise en œuvre expérimentale

Il a été possible de mettre en œuvre cette méthode de stabilisation sur le banc SYNAPSE (voir figure 6.2, page 150). Nous avons testé les deux méthodes de calcul de la correction. Nous avons fait les premiers tests avec une correction de type asservissement proportionnel. Nous avons eu des premiers résultats positifs de stabilisation. Cependant la correction était extrêmement lente. Pavel Gabor lors de son stage a mis en place la solution utilisant le calcul direct du point de fonctionnement. C'est la méthode que nous utilisons jusqu'à aujourd'hui. En effet elle est beaucoup plus rapide.

Nous avons cherché à caractériser la stabilité obtenue en faisant des mesures longues d'extinction. Nous avons obtenus les résultats de la figure 6.3, page 151 et figure 6.4, page 152. La mesure a été faite sur une durée de 6h. On a obtenu une extinction au niveau de 3×10^{-4} , avec très peu de bruit en $1/f$, en effet si on trace l'écart type des variations d'extinction en fonction du temps τ , sur lequel on moyenne / intègre, on obtient une décroissance en $1/\sqrt{t}$, comme

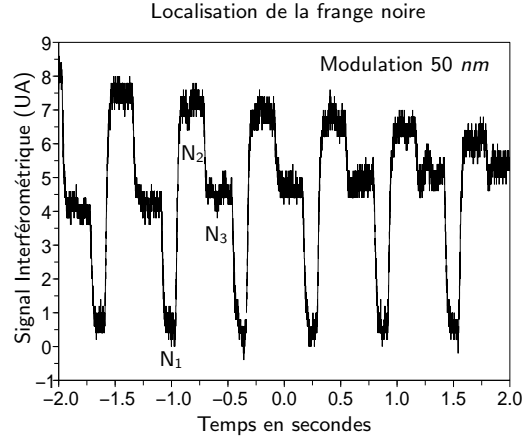


FIG. 6.2: Signal interférométrique obtenu sur le banc SYNAPSE avec une modulation où $\delta = 50 \text{ nm}$ d'amplitude. Cette figure a été obtenue avec une correction de type proportionnel.

lorsqu'on a un bruit blanc. Ce résultat est extrêmement encourageant, mais pour être significatif un tel résultat devrait être obtenu à un niveau d'extinction plus bas ($\leq 10^{-5}$) et plus proche de la spécification pour DARWIN. En effet il n'est pas évident que les propriétés des dérives seront les mêmes à ces niveaux d'extinction.

6.3 Applicabilité à l'instrument

Peut-on appliquer cette méthode de stabilisation de l'extinction sur l'instrument ? Il faut pour cela que le signal de la planète ne soit pas éliminé par ce procédé. Pour vérifier cela il faut se rappeler que le signal de la planète reste très faible en comparaison du signal de l'étoile éteinte.

Si on effectue des mesures dans les conditions de stabilité du chapitre 2, alors on suppose que le signal de la planète est mesuré avec un rapport signal à bruit de 10. Le signal de l'étoile éteinte est donc 400 fois plus fort que le signal de la planète. La présence du signal planétaire est un biais dans la mesure de la différence de marche pour le flux provenant de l'étoile. On a donc une mesure du signal interférométrique de l'étoile avec une erreur relative de $\frac{\Delta I}{I} = 1/400$.

Pour quantifier l'effet de la modulation sur le signal de la planète il faut calculer l'erreur qui sera commise sur la position de la ligne à retard. On va supposer que la modulation se fait avec la méthode de correction par calcul direct. On a :

$$ddm = \delta \frac{I_2 - I_3}{2(I_2 + I_3) - 4I_1} \quad (6.3)$$

donc

$$\frac{\Delta ddm}{ddm} = \frac{3\Delta I_1}{I_1} + \frac{3\Delta I_2}{I_2} + \frac{4\Delta I_3}{I_3} \quad (6.4)$$

I_2 et I_3 sont plus élevés que I_1 en général à cause de la modulation mais un majorant de l'erreur commise sur la différence de marche est donc :

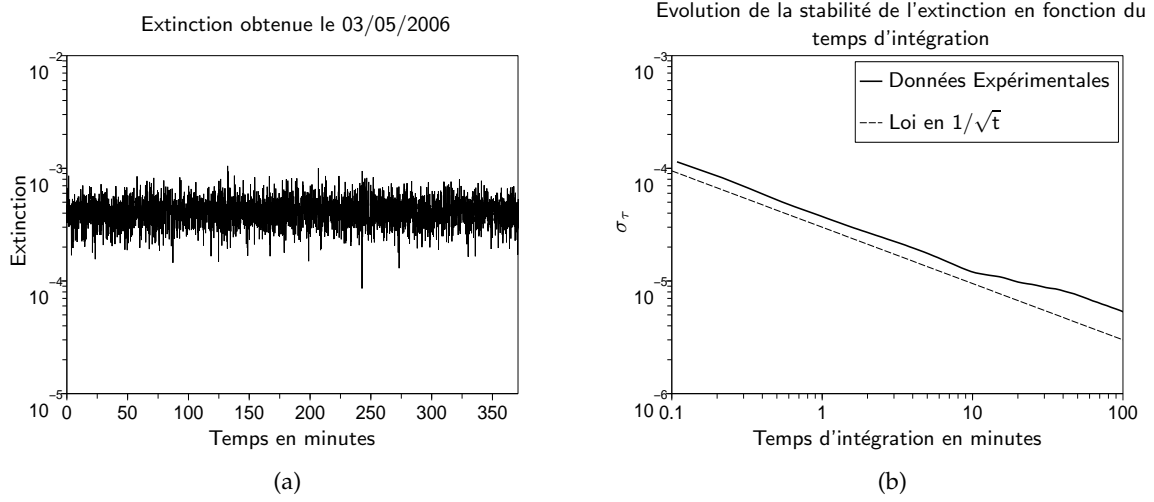


FIG. 6.3: Extinction obtenue, sur une durée de 6h, sur le banc SYNAPSE, grâce à la modulation de la différence de marche. Ces mesures ont été réalisées dans la bande $2 - 2,5 \mu m$. (a) Signal interférométrique, (b) Evolution de l'écart type σ_τ , du signal interférométrique en fonction du temps d'intégration. On a une décroissance en $1/\sqrt{t}$, signature d'un bruit blanc.

$$\frac{\Delta ddm}{ddm} \leq 10 \frac{\Delta I_1}{I_1} \quad (6.5)$$

L'erreur relative sur la correction de différence de marche est donc

$$\frac{\Delta ddm}{ddm} \leq \frac{1}{40} \quad (6.6)$$

Par exemple, lorsque le procédé de modulation doit rattraper un défaut de différence de marche de $2 nm$, l'erreur faite sur la mesure de ce défaut à cause du signal planétaire est de $0,05 nm$ (ce qui équivaut à une variation de 3×10^{-10} du niveau d'extinction, bien en dessous du niveau de stabilité de $2,5 \times 10^{-9}$ requis pour avoir le rapport signal sur bruit de 10 sur le signal planétaire). La modulation permet donc d'effectuer la correction de différence de marche avec une précision suffisante pour maintenir l'extinction à un niveau suffisant et ne pas perturber le signal planétaire à mesurer.

6.4 Généralisation du concept

Comme indiqué plus haut, il est possible d'appliquer cette méthode de stabilisation à l'intensité ou à toute grandeur ayant une influence quadratique sur le niveau d'extinction de l'étoile. On peut même utiliser cette méthode pour réduire les termes croisés dans les configurations où plus de deux faisceaux interfèrent en même temps. Pour expliciter cette idée nous allons considérer des défauts d'intensité et des défauts de différence de marche, dans le cas d'un

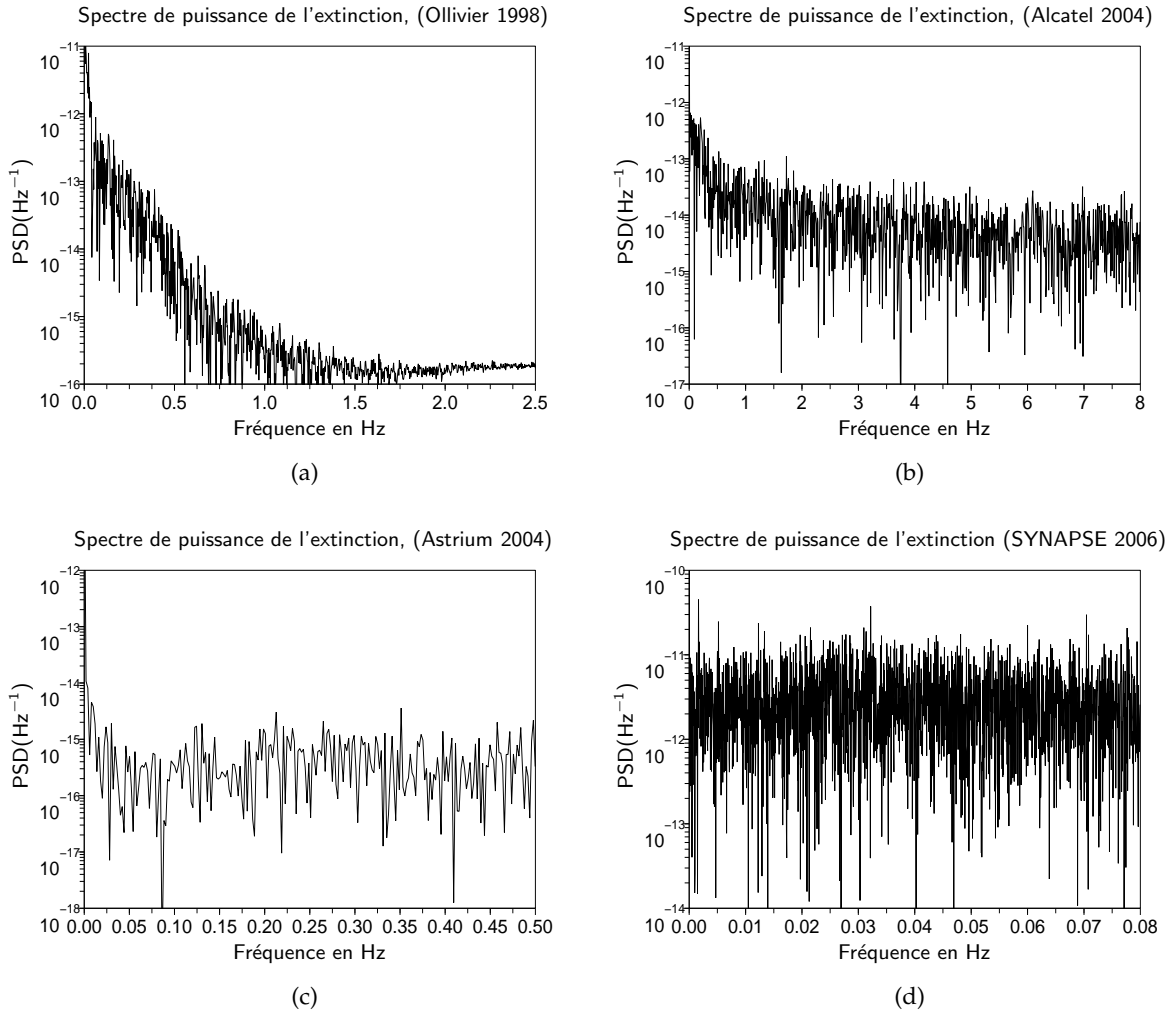


FIG. 6.4: Comparaison des spectres de puissance de l'extinction entre diverses expériences d'interférométrie annulante. (a) Données Marc Ollivier et al (1999), (b) Données Alcatel (2004), banc MAIL, (c) Données TNO-TPD Astrum (2004), (d) Données SYNAPSE mesurées en 2006. D'après Chazelas et al. (2006) et Gabor (2006). Les mesures obtenues sur SYNAPSE n'ont pas de composante en $1/f$ visible, et ce à très basse fréquence comparée aux autres mesures présentées.

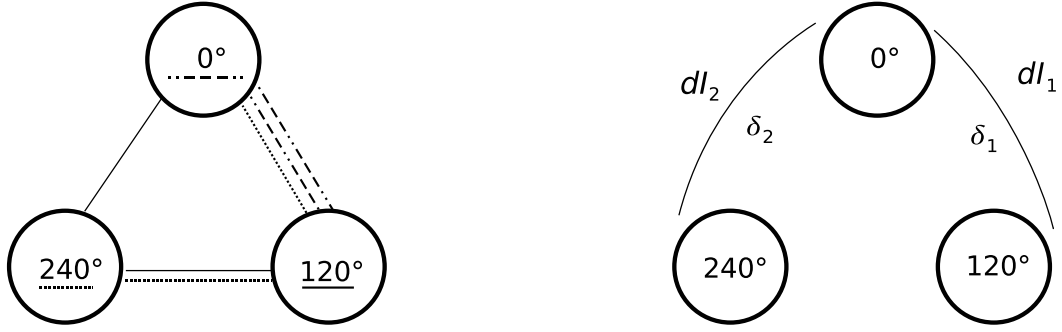


FIG. 6.5: Schéma d'une configuration TTN, les cercles représentent les télescopes, le nombre écrit à l'intérieur de chaque cercle représente le déphasage appliqué au flux provenant de ce télescope. A gauche les chemins optiques plans pour pouvoir faire la recombinaison sur le télescope de référence (celui déphasé de 0°) avec des chemins optiques égaux. A droite notation utilisée pour les calculs : dI_1 , et δ_1 sont respectivement les défauts de phase entre le télescope de référence et le télescope déphasé de 120° . dI_2 , et δ_2 sont définis de la même manière entre le télescope de référence et le télescope déphasé de 240° .

interféromètre de Bracewell et dans le cas d'une configuration TTN (Three Telescope Nuller, Karlsson et al. (2004a)).

Cas de l'interféromètre de Bracewell :

$$N = K_1 \left(\frac{dI^2}{16} + \frac{\delta^2}{4} \right) + K_2 \quad (6.7)$$

où δ est le défaut de phase de différence de marche, et dI la différence relative d'intensité entre les deux voies, K_1 tient compte des propriétés spectrales du flux dans l'instrument et K_2 permet de modéliser les limitations à l'extinction qui ne dépendent ni de la phase ni de l'intensité.

Dans ce cas les deux défauts, intensité et différences de marche, n'ont pas d'effets croisés. On peut effectuer une modulation sur les deux paramètres indépendamment.

Cas du TTN :

Les trois télescopes (voir figure 6.5) sont recombinaisonnés avec la même intensité avec des déphasages relatifs successifs de 120° . En utilisant les notations de la figure 6.5, le champ électrique à une longueur d'onde, peut s'écrire :

$$\begin{aligned} E_{TTN} &= E_0 + \left(E_0 + \frac{dI_1}{2} E_0 \right) \exp i \left(\frac{2\pi}{3} + \delta_1 \right) + \left(E_0 + \frac{dI_2}{2} E_0 \right) \exp i \left(\frac{4\pi}{3} + \delta_2 \right) \quad (6.8) \\ &\simeq E_0 \left(i\delta_1 \exp i \left(\frac{2\pi}{3} \right) + i\delta_2 \exp i \left(\frac{4\pi}{3} \right) \right) + \frac{dI_1}{2} E_0 \left(\exp i \left(\frac{2\pi}{3} \right) + i\delta_1 \exp i \left(\frac{2\pi}{3} \right) \right) \\ &\quad + \frac{dI_2}{2} E_0 \left(\exp i \left(\frac{4\pi}{3} \right) + i\delta_2 \exp i \left(\frac{4\pi}{3} \right) \right) \end{aligned}$$

Alors l'intensité sur le détecteur devient :

$$N_{TTN} \simeq K_1 \left[\frac{dI_1^2}{4} + \frac{dI_2^2}{4} + \delta_1^2 + \delta_2^2 - \frac{dI_1 dI_2}{4} - \delta_1 \delta_2 + \frac{\sqrt{3}}{2} dI_2 \delta_1 - \frac{\sqrt{3}}{2} dI_1 \delta_2 \right] + K_2 \quad (6.9)$$

En appliquant les modulations suivantes :

- Modulation sur dI_1 de ΔI :

$$\Delta N_1 = E_0^2 \Delta I \left(\frac{dI_2}{2} - dI_1 + \sqrt{3} \delta_2 \right) \quad (6.10)$$

- Modulation sur dI_2 de ΔI :

$$\Delta N_2 = E_0^2 \Delta I \left(-\frac{dI_1}{2} + dI_2 - \sqrt{3} \delta_1 \right) \quad (6.11)$$

- Modulation sur δ_1 de δ :

$$\Delta N_3 = E_0^2 \delta \left(-\sqrt{3} dI_2 + 2\delta_2 - 4\delta_1 \right) \quad (6.12)$$

- Modulation sur δ_2 de δ :

$$\Delta N_4 = E_0^2 \delta \left(\sqrt{3} dI_1 - 4\delta_2 + 2\delta_1 \right) \quad (6.13)$$

On a donc quatre équations linéaires quatre inconnues cependant le déterminant de ce système d'équation est nul. Il n'existe pas une unique solution.

Il existe cependant une solution pour minimiser l'extinction : appliquer la méthode évoquée au paragraphe 6.1 successivement sur tous les paramètres : sur $dI_1, dI_2, \delta_1, \delta_2$.

On module d'abord δ_1 , on obtient trois mesures N_1 (mesure initiale), N_2 (mesure pour $\delta_1 + \delta$), N_3 (mesure pour $\delta_1 - \delta$), dérivée de l'équation décrivant l'évolution de l'extinction en fonction de δ_1 :

$$N_{TTN} = H_1 \delta_1^2 + H_2 \delta_1 + H_3 \quad (6.14)$$

La valeur de δ_1 qui minimise N_{TTN} se trouve donc à

$$\delta_1 = \delta_1^0 - \delta \frac{N_2 - N_3}{2(N_2 + N_3) - 4N_1} \quad (6.15)$$

où δ_1^0 est le défaut de phase initial.

Il faut remarquer que rien ne garantit que le nouveau défaut de phase δ_1 calculé soit nul (égalité de la phase entre les télescopes considérés).

Il suffit alors d'appliquer cette méthode au défaut d'intensité dI_1 pour minimiser le signal interférométrique (voir figure 6.6).

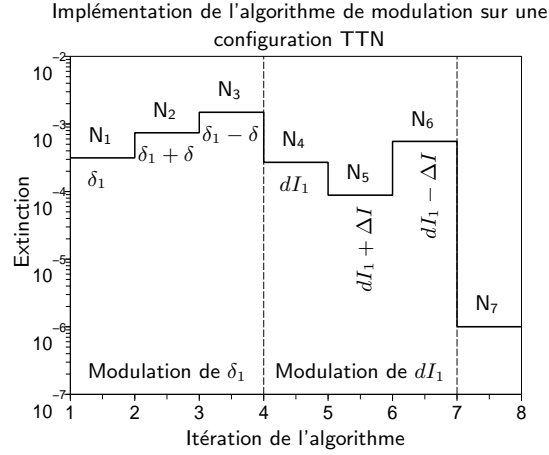


FIG. 6.6: Figure illustrant le principe de l'application de la méthode de stabilisation de l'extinction par modulation successive de la phase et de l'intensité sur une configuration TTN. Des défauts dI_1 , dI_2 , δ_1 et δ_2 ont été tirés aléatoirement et donnent une extinction initiale de $4,5 \times 10^{-4}$. La constante K_2 de l'équation 6.9 vaut 10^{-7} . On applique l'algorithme de la modulation sur δ_1 puis sur δ_2 , et on converge vers une extinction finale $N_7 = K_2$.

Cette procédure est une implémentation de l'algorithme de minimisation de Newton et la fonction à minimiser est bien conditionnée pour cet algorithme. Cependant la solution obtenue n'est pas celle où dI_1 , dI_2 , δ_1 et δ_2 sont nuls. Cela se comprend bien : pour obtenir une extinction à trois ondes, il existe une infinité de solutions (par exemple la configuration TTN avec 3 pupilles identiques déphasées de 120° entre elles, ou la croix d'Angel dégénérée faite d'une pupille centrale deux fois plus grande que les autres pupilles et des déphasages de 180° entre les ondes (Absil (2001), Mennesson et al. (2005))). Il est donc normal qu'il existe une infinité de combinaisons dI_1 , dI_2 , δ_1 et δ_2 qui minimisent l'extinction.

Il est donc possible de stabiliser l'extinction de l'instrument par voie de modulation, cependant dI_1 , dI_2 , δ_1 , et δ_2 peuvent continuer à dériver (même si c'est de façon liée). Il faudrait s'assurer que cela n'a pas de conséquences fâcheuses sur le signal de la planète. Ce travail est en cours.

En résumé, par une modulation simultanée de l'intensité et de la différence de marche, il est possible d'asservir l'extinction, mais pas forcément les paramètres physiques à l'origine des variations de l'extinction. Cela pourrait avoir des conséquences sur le signal de la planète. On doit pouvoir généraliser le concept de modulation à n'importe quelle configuration, mais il reste à vérifier que ce type de stabilisation ne ruine pas la détection du signal planétaire par une dérive sur le long terme du point de fonctionnement de l'interféromètre.

6.5 Conclusion

La stabilité de l'extinction est absolument essentielle pour rendre possible la détection d'exo-planètes (Chazelas et al. (2006); Lay (2004)). Une solution prometteuse pour obtenir la stabilité souhaitée est de réaliser des asservissements à partir du signal scientifique lui même. En effet, de cette façon on peut être sûr qu'il n'y a pas de différence entre la mesure effectuée et la grandeur qui

doit être effectivement asservie (comme cela s'est produit sur le banc SYNAPSE). Nous avons mis en œuvre une telle méthode sur un interféromètre à deux ondes pour asservir la différence de marche, avec un succès certain en terme de stabilité à long terme. La méthode utilisée ne perturberait pas le signal de la planète. On peut donc imaginer la transposer sur l'instrument final (interféromètre à ≥ 3 ondes). Il semble y avoir des solutions pour étendre cette méthode à des configurations autre que celle d'un simple Bracewell, mais on se heurte à un problème de dégénérescence, qu'il faudrait étudier pour vérifier si cela pose un problème, ou non, pour la mesure du signal planétaire.

Conclusion et perspectives

L'étude des planètes extra-solaires vient de commencer, elle sera probablement très riche en découvertes. Une des étapes indispensable de cette quête est la détection et la caractérisation spectroscopique de ces planètes, avec une nette préférence pour les planètes de petites tailles qui pourraient, éventuellement être porteuses de vie. Dans ce manuscrit une méthode instrumentale permettant de réaliser ces observations a été présentée : L'interférométrie annulante. Cette méthode devrait mener à des instruments spatiaux comme DARWIN (ESA) / TPF-I (NASA).

L'interférométrie annulante est une technique interférométrique avancée, qui n'est pas encore maîtrisée au point de pouvoir réaliser aujourd'hui DARWIN/TPF-I. En particulier il reste une difficulté majeure à résoudre : le problème de la stabilité de l'extinction atteinte par l'instrument. Pour vaincre cette difficulté il faudra faire deux voies de recherche :

- une voie technologique : pour augmenter la stabilité de l'extinction obtenue expérimentalement,
- une voie conceptuelle : pour trouver comment extraire le signal de la planète malgré le bruit d'instabilité.

Cette thèse a été focalisée sur l'étape en amont qui consiste à obtenir le niveau d'extinction suffisant pour permettre la mission :

Une attention particulière a été portée aux différents processus optiques internes à l'instrument, qui dégradent l'extinction de l'instrument. Nous avons notamment fait une étude détaillée des effets potentiels de polarisation dans un interféromètre annulant.

Un banc expérimental a été conçu pour caractériser différents déphaseurs achromatiques de π (l'un des éléments centraux de l'instrument) et chercher à obtenir les meilleures performances d'extinction possible dans le domaine spectral de la mission DARWIN ($6 - 18\mu m$). Les fruits de ce travail n'ont pas encore été cueillis mais devraient l'être dans un avenir proche.

Ce banc devrait être utilisé à basse température pour obtenir les meilleures performances possibles au niveau de la mesure des niveaux d'extinction atteints. Dans un premier temps cependant, *ce banc sera utilisé à température ambiante*, et nous ne disposerons pas de guides d'onde monomodes pour effectuer le filtrage optique du front d'onde. Cela aura des conséquences sur les performances en extinction atteignables avec le banc. Des stratégies ont été trouvées pour tout de même caractériser les déphaseurs achromatiques avec des performances similaires à celles requises pour la détection de planètes : nous effectuerons des mesures avec un laser CO_2 , pour obtenir de haut niveaux d'extinctions, et nous mesurerons la phase des différents déphaseurs

achromatique en fonction de la longueur d'onde, à la précision requise pour obtenir de haut niveaux d'extinction.

Enfin nous avons expérimenté sur un interféromètre annulant (SYNAPSE) une technique de stabilisation de la différence de marche à base de modulation de la différence de marche. Cette méthode donne des résultats encourageants sur le front de la stabilité de l'extinction. Elle a de plus l'énorme avantage dans ce domaine d'utiliser directement le signal scientifique pour faire la mesure de la différence de marche. On mesure donc à coup sûr la grandeur que l'on souhaite stabiliser. Nous avons déjà réussi à supprimer les dérives (bruit en $1/f$) pour des temps d'intégration allant de 1 seconde à 6 heures. Toutefois ce résultat a été obtenu à un niveau d'extinction modeste (signal annulé de 4×10^{-4}) il reste à montrer que cela reste vrai quand on part de performances élevées. Elle permet de stabiliser d'autres paramètres de l'interféromètre comme l'intensité. Cette technique mérite d'être encore étudiée pour voir si on peut l'appliquer au futur instrument où on fait non plus des interférences à deux ondes, mais des interférences à 3 ou plus d'ondes. Cette méthode est donc un premier pas sur la voie technologique visant à stabiliser l'extinction d'un interféromètre annulant.

Le deuxième aspect du programme évoqué plus haut pour vaincre le problème du bruit d'instabilité, est la recherche de concepts instrumentaux qui permettraient de séparer le flux de l'étoile du flux de la planète malgré le bruit d'instabilité. Un certain nombre d'idées ont déjà germées :

- Étirer la configuration de l'interféromètre pour que la modulation du signal planétaire soit faite à la fréquence la plus élevée possible (Configuration en X actuelle de TPF-I).
- Utiliser les propriétés spectrales du bruit d'instabilité de façon à le retrancher au signal a posteriori (basé sur une idée de Danchi et al. (2003))
- Utiliser le fait que le signal de la planète et de l'étoile sont incohérents pour normaliser le signal de l'étoile (Lane et al. (2006))

Construire DARWIN/TPF-I ne serait pas possible aujourd'hui, mais jusqu'à présent il ne semble pas y avoir de difficultés insurmontables (le problème du bruit d'instabilité est cependant assez sévère), il y a toujours au moins des idées pour pouvoir surmonter ces différentes difficultés.

L'utilisation de tels instruments fera sans doute faire de grand bonds en avant à notre compréhension de la formation des planètes en augmentant (probablement) de manière très significative l'échantillon de planètes telluriques connues. Cela nous permettra aussi peut être de découvrir des traces de vie, quoique de façon assez frustrante : si on trouve des planètes habitées, ou du moins présentant des signatures spectrales que nous associons à la vie, il sera assez difficile de savoir à quoi cette vie peut bien ressembler, sans aller voir sur place !

Bibliographie

- O. Absil. *Nulling interferometry with IRSI-Darwin : detection and characterization of Earth-like exoplanets*. Mémoire de master, Université de Liège, Faculté des Sciences Appliquées, 2001.
- O. Absil, E. J. Bakker, M. Schoeller et P. A. Gondoin. Thermal background fluctuations at 10 micron measured with VLTI/MIDI. Dans : W. A. Traub et WA : Bellingham, éditeurs, *New Frontiers in Stellar Interferometry*, volume 5491, page 1320. SPIE, octobre 2004.
- O. Absil, A. Karlsson et L. Kaltenegger. Inherent modulation : a fast chopping method for nulling interferometry. Dans : M. Shao, éditeur, *Interferometry in Space.*, volume 4852, pages 431–442. SPIE, février 2003.
- N. P. Barnes et M. S. Piltch. Temperature-dependent sellmeier coefficients and nonlinear optics average power limit for germanium. *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, 69: 178–+, janvier 1979.
- P. Baudoz, Y. Rabbia, J. Gay, R. Burg, L. Petro, P. Bely, B. Fleury, P.-Y. Madec et F. Charbonnier. Achromatic interfero coronagraphy. II. Effective performance on the sky. *A&AS*, 145:341–350, août 2000b.
- J.-P. Beaulieu, D. P. Bennett, P. Fouqué et al. Discovery of a cool planet of 5.5 Earth masses through gravitational microlensing. *Nature*, 439:437–440, janvier 2006.
- C.A. Beichman, N.J. Woolf et C.A. Lindensmith. *The Terrestrial Planet Finder (TPF)*, JPL 99-3. NASA, 1999a.
- C. Bertout. T Tauri stars - Wild as dust. *ARA&A*, 27:351–395, 1989.
- Matthieu Boffety et David Drugeon. *Etude du déphasage introduit par un déphaseur achromatique*. Mémoire de master, Ecole supérieure d’Optique, 2006.
- H. Bokhove, J. P. Kappelhof, H. J. P. Vink, L. L. A. Vosteen et Z. Sodnik. Broadband nulling using a prism phase shifter. Dans : *ESA SP-539 : Earths : DARWIN/TPF and the Search for Extrasolar Terrestrial Planets*, pages 367–369, octobre 2003.
- M. Born et Wolf E. *Principles of optics : 7th (expanded) edition*. Cambridge University Press, 1999.
- R. N. Bracewell. Detecting nonsolar planets by spinning infrared interferometer. *Nature*, 274: 780–+, août 1978a.
- R. N. Bracewell et R. H. MacPhie. Searching for nonsolar planets. *Icarus*, 38:136–147, avril 1979.

- Frank Brachet. *Etude et développement d'un déphaseur achromatique pour l'interférométrie en frange noire*. Thèse de doctorat, Université Paris XI, 2005.
- J.M. Bridges et A.L. Midgall. Characterization of argon arc source in the infrared. *Metrologia*, 32:625–628, 1996.
- D. Charbonneau, L. E. Allen, S. T. Megeath, G. Torres, R. Alonso, T. M. Brown, R. L. Gilliland, D. W. Latham, G. Mandushev, F. T. O'Donovan et A. Sozzetti. Detection of Thermal Emission from an Extrasolar Planet. *ApJ*, 626:523–529, juin 2005a.
- D. Charbonneau, T. M. Brown, D. W. Latham et M. Mayor. Detection of Planetary Transits Across a Sun-like Star. *ApJ*, 529:L45–L48, janvier 2000.
- G. Chauvin, A.-M. Lagrange, C. Dumas, B. Zuckerman, D. Mouillet, I. Song, J.-L. Beuzit et P. Lowrance. A giant planet candidate near a young brown dwarf. Direct VLT/NACO observations using IR wavefront sensing. *A&A*, 425:L29–L32, octobre 2004.
- B. Chazelas, F. Brachet, P. Bordé, B. Mennesson, M. Ollivier, O. Absil, A. Labèque, C. Valette et A. Léger. Instrumental stability requirements for exoplanet detection with a nulling interferometer : variability noise is a central issue). *Appl. Opt.*, 45(5):984–992, 2006.
- Bruno Chazelas. *Préparation à la mission Darwin : Banc-test de déphaseurs achromatiques*. Mémoire de DEA, Université Paris-Sud, 2003.
- Lun K. Cheng, Anne-Jans Faber, Wim Giesen, Catherine Boussard-Plédel, Patrick Houizot, Jacques Lucas et Joao Pereira Do Carmo. Test results of the infrared single-mode fiber for the darwin mission. Dans : Daniel R. Coulter, éditeur, *Technique and Instrumentation for detection of exoplanets II*, volume 5905. SPIE, 2005.
- W. C. Danchi, D. Deming, M. J. Kuchner et S. Seager. Detection of Close-In Extrasolar Giant Planets Using the Fourier-Kelvin Stellar Interferometer. *ApJ*, 597:L57–L60, novembre 2003.
- Luigi D'Arcio et DARWIN Team. *DARWIN Payload Definition Document*. Rapport technique SCI-A/2005/301/DARWIN/DMS/LdA, ESA, 2005.
- S.P. Davis, M.C. Abrams et J.W. Brault. *Fourier Transform Spectroscopy*. Academic Press, 2001.
- D. Deming, S. Seager, L. J. Richardson et J. Harrington. Infrared radiation from an extrasolar planet. *Nature*, 434:740–743, mars 2005a.
- D. J. Des Marais, M. O. Harwit, K. W. Jucks, J. F. Kasting, D. N. C. Lin, J. I. Lunine, J. Schneider, S. Seager, W. A. Traub et N. J. Woolf. Remote Sensing of Planetary Properties and Biosignatures on Extrasolar Terrestrial Planets. *Astrobiology*, 2:153–+, juin 2002.
- F. D. Drake. Project Ozma. *Physics Today*, 14:40–+, 1961.
- N. M. Elias, D. W. Draper et M. C. Noecker. Polarization and planet-detecting nulling interferometers. Dans : J.C. Ricklin et D.G. Voelz, éditeurs, *Free-Space Laser Communications IV.*, volume 5555, pages 215–230. SPIE, novembre 2004.
- T. Encrenaz. Primordial matter in the outer solar system - A study of its chemical composition from remote spectroscopic analysis. *Space Science Reviews*, 38:35–87, juin 1984.

- Thérèse Encrenaz et Jean-Pierre Bibring. *Le Système Solaire*. InterEditions / Edition du CNRS, 1987. Savoirs actuels.
- Touloukian et al. *Thermophysical properties of matter*, volume 1. IFI/Plenum, 1970.
- R. Flatscher, Z. Sodnik, K. Ergenzinger, U. Johann et R. Vink. DARWIN nulling interferometer breadboard I : System engineering and measurements. Dans : *ESA SP-539 : Earths : DARWIN/TPF and the Search for Extrasolar Terrestrial Planets*, pages 283–291, octobre 2003a.
- Pavel Gabor. *Achromatic Phase Shifter Stabilisation through Optical Path Difference Modulation*. Mémoire de master 2, Université Paris 7, 2006.
- P. Galdemard, P. O. Lagage, R. Jouan, P. Masse et D. Dubreuil. CAMIRAS 192x128 : instrumental upgrades and latest results. Dans : A. M. Fowler, éditeur, *Infrared Astronomical Instrumentation*, volume 3354, pages 704–710. SPIE, août 1998.
- R. O. Gappinger, J. K. Wallace, R. D. Bartos, Macdonald D. R. et Brown K. A. Current progress on tpfi nulling architectures at jet propulsion laboratory. Dans : Coulter Daniel R., éditeur, *Techniques and Instrumentation for detection of exoplanets II*, volume 5905. SPIE, 2005.
- G. Gatewood et H. Eichhorn. An unsuccessful search for a planetary companion of Barnard's star (BD +4 3561). *AJ*, 78:769–776, octobre 1973.
- J. Gay et Y. Rabbia. Principe d'un coronographe interférentiel. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, Paris, série IIb*, 322:265–271, 1996.
- N. George et T. Stone. Achromatized holographic phase shifter and modulator. *Optics Communications*, 67:185–191, juillet 1988.
- E. Gmelin, M. Asen-Palmer, M. Reuther et R. Villar. REVIEW ARTICLE : Thermal boundary resistance of mechanical contacts between solids at sub-ambient temperatures. *Journal of Physics D Applied Physics*, 32:19–+, mars 1999.
- D.E. Gray, éditeur. *American Institute of physics Handbook*. McGraw Hill, 1963.
- C. Hayashi. Evolution of Protostars. *ARA&A*, 4:171–+, 1966.
- J. L. Hershey. Astrometric analysis of the field of AC +65 6955 from plates taken with the Sproul 24-inch refractor. *AJ*, 78:421–+, juin 1973.
- P. M. Hinz, J. R. P. Angel, W. F. Hoffmann, D. W. McCarthy, P. C. McGuire, M. Cheselka, J. L. Hora et N. J. Woolf. First results of nulling interferometry with the Multiple-Mirror Telescope. Dans : R.D. Reasenberg, éditeur, *Astronomical Interferometry*, volume 3350, pages 439–447. SPIE, juillet 1998.
- Jean-Michel Jonathan. *Fibres optiques*. Polycopié de 2^{ième} année de l'ESO, 2002.
- Lisa Kaltenegger. *Search for extra-terrestrial plantes : The DARWIN mission - Target stars and array architectures*. Thèse de doctorat, Institut für geophysik, astrophysik und meteorologie, Universität Karl Franzes de Graz, 2004.
- Lisa Kaltenegger et Anders Karlsson. Requirement on the stellar rejection for the darwin mission. Dans : W. A. Traub, éditeur, *New frontiers in stellar interferometry*, volume 5491, pages 275–283. SPIE, 2004.

- A. L. Karlsson, O. Wallner, J. M. Perdigues Armengol et O. Absil. Three telescope nuller based on multibeam injection into single-mode waveguide. Dans : W. A. Traub et W. A. Bel-
lingham, éditeurs, *New Frontiers in Stellar Interferometry*, volume 5491, pages 831–+. SPIE,
octobre 2004a.
- A. Ksendzov, E. Bloemhof, V. White, J. K. Wallace, R. O. Gappinger, J. S. Sanghera, L. E. Busse,
W. J. Kim, P. C. Pureza, V. Q. Nguyen, I. D. Aggarwal, S. Shalem et A. Katzir. Measurement of
spatial filtering capabilities of single mode infrared fibers. Dans : J.D. Monnier, M. Schöller
et W.C. Danchi, éditeurs, *Advances in Stellar Interferometry*., volume 6268, page 626838. SPIE,
juillet 2006.
- Lucas Labadie. *Optique intégrée dans l'infrarouge thermique : application à l'interférométrie en frange
noire pour la recherche de planètes telluriques*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier -
Grenoble 1, 2005.
- B. F. Lane, M. W. Muterspaugh et M. Shao. Calibrating an Interferometric Null. *ApJ*, 648:
1276–1284, septembre 2006.
- P. R. Lawson, A. Ahmed, R. O. Gappinger, A. Ksendzov, O. P. Lay, S. R. Martin, R. D. Peters,
D. P. Scharf, J. K. Wallace et B. Ware. Terrestrial Planet Finder Interferometer technology
status and plans. Dans : J.D. Monnier, M. Schöller et W.C. Danchi, éditeurs, *Advances in
Stellar Interferometry*, volume 6268, page 626828. SPIE, juillet 2006.
- O. P. Lay. Systematic Errors in Nulling Interferometers. *Appl. Opt.*, 43:6100–6123, novembre
2004.
- P. Léna. *Astrophysique, Méthodes physiques de l'observation*. Deuxième édition. CNRS Editions,
InterEditions, 1995a.
- A. E. Lowman, J. T. Trauger, B. Gordon, J. J. Green, D. Moody, A. F. Niessner et F. Shi. High-
contrast imaging testbed for the Terrestrial Planet Finder coronagraph. Dans : J. C. Mather,
A. Stohr, D. Jager et Stavros. Iezekiel, éditeurs, *Microwave and Terahertz Photonics. Edited by
Proceedings of the , Volume , pp. 1246-1254 (2004).*, volume 5487, pages 1246–1254. SPIE, octobre
2004.
- S. Martin, P. Szwaykowski et Loya Frank. Testing exo-planet signal extraction using the terres-
trial planet finder planet detection testbed. Dans : Daniel R. Coulter, éditeur, *Techniques and
Instrumentation for Detection of Exoplanets II*, volume 5905. SPIE, 2005.
- S. R. Martin, R. O. Gappinger, F. M. Loya, B. P. Mennesson, S. L. Crawford et E. Serabyn. Mid-
infrared nuller for Terrestrial Planet Finder : design, progress, and results. Dans : D.R. Coul-
ter, éditeur, *Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets.*, volume 5170, pages
144–154. SPIE, novembre 2003a.
- S. R. Martin, E. Serabyn et G. Hardy. Deep nulling of laser light in a rotational shearing inter-
ferometer. Dans : W. A. Traub, éditeur, *Interferometry for Optical Astronomy II.*, volume 4838,
pages 656–667. SPIE, février 2003b.
- Dimitri Mawet. *Subwavelength gratings for extrasolar planetary system imaging and characterization*.
Thèse de doctorat, Université de Liège, 2006.
- M. Mayor et D. Queloz. A Jupiter-Mass Companion to a Solar-Type Star. *Nature*, 378:355–+,
novembre 1995.

- D. W. Mc Carthy, R. G. Probst et F. J. Low. Infrared detection of a close cool companion to Van Biesbroeck 8. *ApJ*, 290:L9–L13, mars 1985.
- B. Mennesson, S. L. Crawford, E. Serabyn, S. Martin, M. Creech-Eakman et G. Hardy. Laboratory performance of the Keck Interferometer nulling beam combiner. Dans : *ESA SP-539 : Earths : DARWIN/TPF and the Search for Extrasolar Terrestrial Planets*, pages 525–528, octobre 2003.
- B. Mennesson, A. Léger et M. Ollivier. Direct detection and characterization of extrasolar planets : The Mariotti space interferometer. *Icarus*, 178:570–588, novembre 2005.
- B. Mennesson et J. M. Mariotti. Array Configurations for a Space Infrared Nulling Interferometer Dedicated to the Search for Earthlike Extrasolar Planets. *Icarus*, 128:202–212, juillet 1997.
- B. Mennesson, M. Ollivier et C. Ruilier. Use of single-mode waveguides to correct the optical defects of a nulling interferometer. *Optical Society of America Journal A*, 19:596–602, mars 2002a.
- T Meyzonnette, J-L et Lépine. *Bases de Radiométrie Optique*. Cépadues-Edition, 2001.
- A. A. Michelson et F. G. Pease. Measurement of the diameter of alpha Orionis with the interferometer. *ApJ*, 53:249–259, mai 1921.
- R. M. Morgan, J. H. Burge et N. J. Woolf. Final laboratory results of visible nulling with dielectric plates. Dans : W. A. Traub, éditeur, *Interferometry for Optical Astronomy II*, volume 4838, pages 644–655. SPIE, février 2003.
- P. Normand. *Mise en œuvre d'une caméra pour l'infrarouge proche : CIRCUS. Spectro-imagerie à 3,3 microns du milieu interstellaire extragalactique et galactique. Interprétation des résultats dans l'hypothèse PAH*. Thèse de doctorat, Université Paris VII, septembre 1994.
- NULLTIMATE Consortium. *Review Meeting 1 report*, 2003a.
- NULLTIMATE Consortium. *Technical proposal : Breadboarding of Achromatic phase Shifter AO/1-3946/02/NL/JA*, 2003b.
- NULLTIMATE Consortium. *Critical Design Review Technical Note*, 2004.
- M. Ollivier, J.-M. Mariotti, A. Léger, P. Sékulić, J. Brunaud et G. Michel. Interferometric coronagraphy for the DARWIN space mission - Laboratory demonstration experiment. *A&A*, 370: 1128–1136, mai 2001.
- M. Ollivier, F. Selsis et A. Léger. Finding and characterising extrasolar planets at (thermal) infrared wavelengths. Dans : *ESA SP-539 : Earths : DARWIN/TPF and the Search for Extrasolar Terrestrial Planets*, pages 241–246, octobre 2003.
- Marc Ollivier. *Contribution à la recherche d'exoplanètes : Cornographie interférentielle pour la mission Darwin*. Thèse de doctorat, University Paris XI, 1999.
- Konstantin Protassov. *Analyse Statistique des Données Expérimentales*. EDP Science, 2002. Collection Grenoble Science.

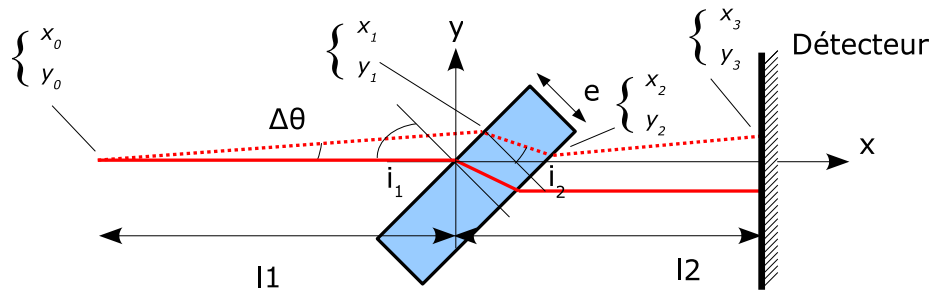
- Y. Rabbia, J. Gay, B. Chazelas, A. Labèque et J.-P. Rivet. Nulling interferometry : Lommel's integrals applied to a Fresnel's diffraction effect. Dans : C. Aime et F. Vakili, éditeurs, *Direct Imaging of Exoplanets : Science and Techniques*, volume C200, pages 265–270. IAU, 2006.
- Cyril Ruilier. *Filtrage modal et recombinaison de grands télescopes, contributions à FLUOR*. Thèse de doctorat, Université Paris VII, 1999.
- C. Nuno Santos. *Formation planétaire et exoplanètes, Ecole CNRS de Goutelas XXVIII*, chapitre Extra-solar planets around solar-type stars : an overview. 2005.
- Edouard Schmidlin, J. Kent Wallace, Roco Samuele, B. Martin Levine et M Shao. Recent progress of visible light nulling interferometry and first 1 million null result. Dans : *Direct imaging of Exoplanets : Science and Techniques*, volume IAUC200, 2005.
- J. Schneider. Biosignatures and extrasolar planet characterization : visible versus infrared. Dans : *ESA SP-539 : Earths : DARWIN/TPF and the Search for Extrasolar Terrestrial Planets*, pages 205–213, octobre 2003.
- F. Selsis. Exo-/astrobiology with a Darwin/TPF mission. Dans : *ESA SP-518 : Exo-Astrobiology*, pages 365–370, novembre 2002.
- E. Serabyn. Nulling interferometry progress. Dans : W. A. Traub, éditeur, *Interferometry for Optical Astronomy II.*, volume 4838, pages 594–608, février 2003a.
- E. Serabyn, A. J. Booth, M. M. Colavita, M. J. Creech-Eakman, S. L. Crawford, J. Garcia, R. L. Johnson, E. Hovland, C. Koresko, E. R. Ligon, S. R. Martin, B. P. Mennesson, J. D. Moore, D. L. Palmer, C. G. Paine, M. Shao, M. R. Swain, R. F. Smythe et G. Vasisht. The Keck interferometer nuller : system architecture and laboratory performance. Dans : W. A. Traub et W. A. Bellingham, éditeurs, *New Frontiers in Stellar Interferometry*, volume 5491, pages 806–+. SPIE, octobre 2004.
- E. Serabyn et M. M. Colavita. Fully Symmetric Nulling Beam Combiners. *Applied Optics*, 40: 1668–1671, avril 2001a.
- Alexander V. Tavrov, Yukitoshi Otani, Takashi Kurokawa et Mitsuo Takeda. 3d common-path interferometer : achromatic nulling of on-axial light. Dans : Daniel R. Coulter, éditeur, *Technique and instrumentation for Detection of Exoplanets II*, volume 5905. SPIE, 2005.
- A. Z. Tropf, M. E. Thomas et W. J. Tropf. Optical properties of KRS-5. Dans : R. W. Tustison, éditeur, *Window and Dome Technologies and Materials V*, volume 3060, pages 344–355. SPIE, juin 1997.
- W. J. Tropf. Temperature-dependent refractive index models for BaF₂, CaF₂, MgF₂, SrF₂, LiF, NaF, KCl, ZnS, and ZnSe. *Optical Engineering*, 34:1369–1373, mai 1995a.
- P. Van de Kamp. Astrometric Study of Barnard's Star. *AJ*, 68:296–+, juin 1963a.
- P. Van de Kamp. Alternate dynamical analysis of Barnard's star. *AJ*, 74:757–+, août 1969.
- T. C. Van den Dool, F. Kamphues, W. Giesen, J. Benoit, E. Laurenceau, A. Poupinet, F. Sève, Y. Stockman, K. Fleury, N. Loix, P. P. Kooijman, C. de Vries, H. van Weers et G. Velsink. The DARWIN breadboard optical delay line verification programme. Dans : J.D. Monnier, M. Schöller et W.C. Danchi, éditeurs, *Advances in Stellar Interferometry*, volume 6268, page 62682O. SPIE, juillet 2006a.

-
- T. C. Van den Dool, F. Kamphues, Gielesen W., Benoit J., E. Laurenceau, A. Poupinet, F. Sève, Y. Stockman, K. Fleury, N. Loix, P.P. Kooijman, C. de Vries, H. van Weers et G. Velsink. The darwin breadboard optical delay line verification programme. Dans : J.D. Monnier, M. Schöller et W.C. Danchi, éditeurs, *Advances in Stellar Interferometry*, volume 6268, page 626820. SPIE, juillet 2006b.
- S. Volonte, R. Laurance, G. Whitcomb, A. Karlsson et M. Fridlund. *DARWIN, The InfraRed Space Interferometer, Concept and Feasibility Report, ESA-SCI(2000)-12*. ESA, 2000.
- L.L.A. Vosteen, H.P.J. Vink, van Brug H. et H. Bokhove. Achromatic phase shifter breadbord extentions. Dans : Daniel R. Coulter, éditeur, *Technique and Instrumentation for Detection of Exoplanets II*, volume 5905. SPIE, 2005.
- J. K. Wallace, V. Baktiwalé, R. Bartos, K. Brown, R. Gappinger, F. Loya, D. MacDonald, S. Martin, J. Negron, T. Truong et G. Vasisht. Mid-IR interferometric nulling for TPF. Dans : W. A. Traub et WA Bellingham, éditeurs, *New Frontiers in Stellar Interferometry, Proceedings of SPIE Volume 5491. Edited by Wesley A. Traub. Bellingham, WA : The International Society for Optical Engineering, 2004., p.862*, volume 5491, pages 862–+. SPIE, octobre 2004.
- J. Kent Wallace, Randall Bartos, R. Gappinger, F. Loya, S. Moser et Negron John. Progress in broadband infrared nulling technology for tpf. Dans : Coulter Daniel R., éditeur, *Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets II*, volume 5905. SPIE, 2005a.
- J. Kent Wallace, M. Shao, B. Lane, B. M. Levine, F. Loya, Azizi A., Holmes Buck, F. Aguayo, J. Negron, G. Sanchez et Robert Gappinger. Experimental results from the optical planet detector interferometer. Dans : Coulter Daniel R., éditeur, *Technique and instrumentation for Detection of Exoplanets*, volume 5170. SPIE, 2003.
- V. Weber. *Étude de l'interféromètre à frange noire MAII*. Thèse de doctorat, Université de Nice-Sophia Antipolis, juin 2004.
- A. Wolszczan et D. A. Frail. A planetary system around the millisecond pulsar PSR1257 + 12. *Nature*, 355:145–147, janvier 1992.

Annexe A

Mise en équation du modèle simple de bras d'interféromètre pour la mise en évidence des effets de la dispersion

Mise en équation du modèle simplifié de bras d'interféromètre utilisé au paragraphe 3.3.2.



Les équations des différentes droites sont les suivantes :

- Face d'entrée de la lame à face parallèle :

$$y = x \quad (\text{A.1})$$

- Face de sortie de la lame à face parallèle :

$$y = x - \sqrt{2}e \quad (\text{A.2})$$

- Rayon en pointillés avant la face d'entrée de la lame à face parallèle :

$$y = \tan(\Delta\theta)(x + l_1) \quad (\text{A.3})$$

- Rayon en pointillés dans la lame :

$$y = \tan(i_2 - i_1)(x - x_1) + y_1 \quad (\text{A.4})$$

- Rayon en pointillés après la lame :

$$y = \tan(\Delta\theta)(x - x_2) + y_2 \quad (\text{A.5})$$

Avec

$$i_1 = \frac{\pi}{4} \quad (\text{A.6})$$

$$i_2 = \arcsin\left(\frac{1}{n} \sin(\Delta\theta + i_1)\right) \quad (\text{A.7})$$

$$\begin{cases} x_0 = -l_1 \\ y_0 = 0 \end{cases} \quad (\text{A.8})$$

$$\begin{cases} x_1 = \frac{\tan(\Delta\theta)l_1}{1 - \tan(\Delta\theta)} \\ y_1 = x_1 \end{cases} \quad (\text{A.9})$$

$$\begin{cases} x_2 = \frac{-\sqrt{2}e - y_1 + \tan(i_2 - i_1)x_1}{\tan(i_2 i_1) - 1} \\ y_2 = x_2 - \sqrt{2}e \end{cases} \quad (\text{A.10})$$

$$\begin{cases} x_3 = l_2 \\ y_3 = \tan(\Delta\theta)(x_3 - x_2) + y_2 \end{cases} \quad (\text{A.11})$$

Annexe B

Étude opto-thermo-mécanique d'une lame de matériau diélectrique dans une monture pour la version cryogénique du banc NULLIMATE

La monture des séparatrices ou des lames dispersives a été conçue de la façon indiquée sur la figure B.1. La difficulté de cette monture est d'assurer la thermalisation correcte de la lame (une durée de refroidissement inférieure à 12h) en conservant les propriétés optiques de la lame. La thermalisation de la lame de matériau diélectrique est assurée par une tresse de cuivre reliée à la table. Cette tresse de cuivre est fixée à la lame par une vis qui la traverse. La vis est serrée sur la lame avec une pression la plus forte possible pour minimiser la résistance thermique de contact et pas trop élevée pour minimiser les déformations et les biréfringences induites sur la lame. La zone utile des lames est éloignée de 30 mm du point de serrage de lame.

Nous avons choisi d'appliquer une pression 1/10 de la limite d'élasticité du matériau le plus mou que nous allons employer. Dans notre cas le matériau diélectrique le plus mou est le KRS5. La pression appliquée est donc 2,6 MPa.

Quantification de la déformation :

La déformation de la lame au point de serrage est donnée par

$$\varepsilon = \frac{P}{E} \quad (B.1)$$

où P est la pression appliquée au matériau et E son module d'Young.

La déformation se propage le long de la lame de matériau diélectrique à la façon exponentielle décroissante (nous avons obtenu cette loi de façon empirique à partir de simulations aux éléments finis, cela permet seulement de donner un ordre de grandeur de la déformation).

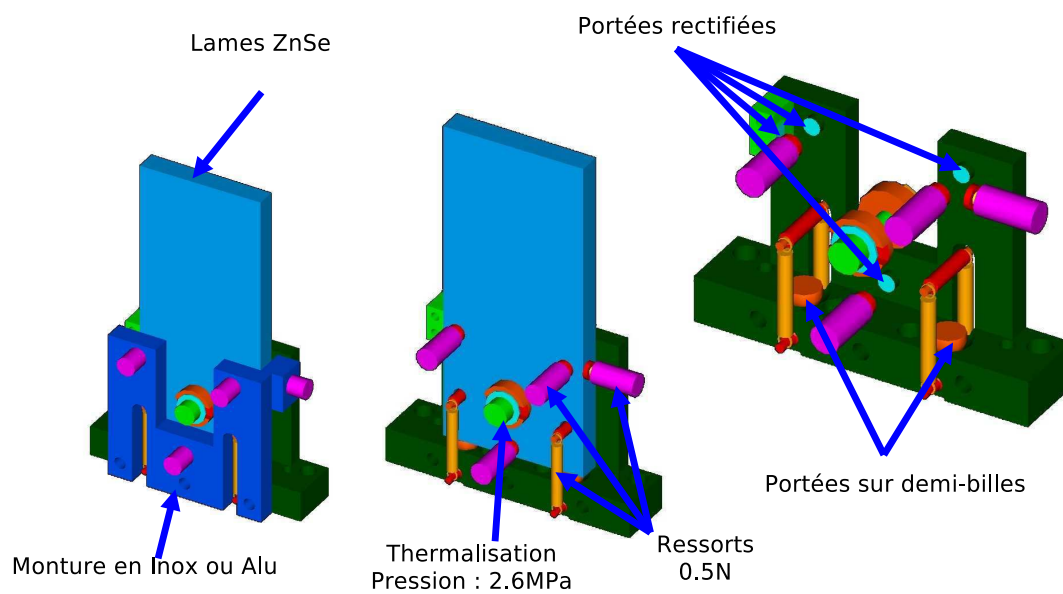


FIG. B.1: Schéma illustrant les principes retenus pour la monture des lames en ZnSe constituant les dispositifs séparateur et recombineur. Les fonctions de maintien en position et de thermalisation sont découplées. La fonction de maintien en position est assurée par une monture isostatique permettant de supporter les dilatations différentielles importantes entre les séparatrices et le métal de la monture au moment du passage à basse température. La fonction thermalisation est assurée par une vis traversant la lame de ZnSe.

$$\varepsilon(x) = \varepsilon(0) \exp\left(-\frac{x}{ep}\right) \quad (\text{B.2})$$

où ep est l'épaisseur de la lame.

Applications numériques pour des lames en ZnSe, KRS5 et Ge d'une épaisseur de 5 mm on a :

| | ZnSe | KRS5 | Ge |
|--|-------------|-------------|--------------|
| Module d'Young* | 67,2 GPa | 15,85 GPa | 102,7 GPa |
| Déformation locale | 0,2 μm | 0,8 μm | 0,13 μm |
| Déformation dans la zone optique utile | 0,5 nm | 2 nm | 0,3 nm |

* D'après www.crystran.co.uk consulté en novembre 2006.

Biréfringence induite

La plupart des matériaux optiques présentent une biréfringence lorsqu'ils sont soumis à une contrainte. On peut calculer la variation d'indice de réfraction entre les composantes ordinaires et extraordinaires à l'aide du tenseur élasto-optique. Dans notre cas on peut ne considérer qu'une seule composante de ce tenseur :

$$\Delta n = C\sigma \quad (\text{B.3})$$

où C est la composante intéressante du tenseur élasto-optique et σ est la contrainte appliquée au matériau.

Application numérique :

| | ZnSe | KRS5 | Ge |
|--------------------------------------|-------------------------------|-------------|-----------|
| Constante élasto-optique | $-12 \times 10^{-12} Pa^{-1}$ | - | - |
| σ dans la zone optique utiles | 6700 Pa | - | - |
| Δn en bord de la zone utile | -8×10^{-8} | - | - |
| Défaut de phase résultant | $-4 \times 10^{-4} rad$ | - | - |

Les défauts de phase dus à la biréfringence induite sont donc faibles.

Thermalisation

Pour quantifier le temps de refroidissement on peut simplifier la géométrie du problème. Considérer que la lame est un parallélépipède refroidi par sa base. Les dimensions de la lame sont $70 \times 40 \times 5 \text{ mm}$. L'équation de la conduction thermique est donc :

$$mc \frac{dT}{dt} = \frac{1}{\frac{1}{C_{\text{lame}}} + \frac{1}{C_{\text{contact}}}} \Delta T \quad (\text{B.4})$$

avec :

- m : Masse de la lame
- c : Chaleur spécifique de la lame
- ΔT : Gradient de température
- C_{lame} : Conductance thermique de la lame
- C_{contact} : Conductance thermique de contact

La conductance thermique de la lame est une propriété géométrique :

$$C_{\text{lame}} = \frac{\lambda S}{h} \quad (\text{B.5})$$

où λ est la conductivité thermique du matériau (on la supposera constante avec la température, c'est une supposition correcte dans le cas du *ZnSe* et du *KRS5* et très un peu exagéré pour du germanium (voir annexe C), mais cela suffira pour ces calculs très approximatifs), S la section de la lame et h sa hauteur.

| | ZnSe | KRS5 | Ge |
|--------------------------------|---------------------------------------|--|--|
| $\lambda(300\text{K})^*$ | $18 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ | $0,544 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ | $58,61 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ |
| $C_{\text{lame}}(300\text{K})$ | $5,1 \times 10^{-2} \text{ W.K}^{-1}$ | $1,5 \times 10^{-3} \text{ W.K}^{-1}$ | $1,7 \times 10^{-1} \text{ W.K}^{-1}$ |

* D'après www.crystran.co.uk consulté en novembre 2006

La conductance de contact, elle, dépend de la pression appliquée entre la tresse de cuivre et la lame, ainsi que des états de surfaces en jeux. En fait des mesures on été réalisées (voir annexe C) avec la même géométrie et la même pression.

$$C_{\text{contact}} = C s_{\text{contact}} S_{\text{contact}} \quad (\text{B.6})$$

| | ZnSe | KRS5 | Ge |
|--|---|---|-----------|
| $C s_{\text{contact}}(\text{Voir annexe C})$ | $1,4 \times 10^4 \text{ W.K}^{-1} \text{ m}^{-2}$ | $4 \times 10^2 \text{ W.K}^{-1} \text{ m}^{-2}$ | - |
| C_{contact} | $2,8 \text{ W.K}^{-1}$ | $8 \times 10^{-2} \text{ W.K}^{-1}$ | - |

On voit dans tous les cas que la conductance de contact est beaucoup plus grande que la conductance de la lame. Par conséquent à la pression appliquée de $2,6 \text{ MPa}$, on a le meilleur contact thermique possible. Le seul moyen d'augmenter la vitesse de refroidissement est d'augmenter la surface de contact avec la tresse de cuivre. La mesure n'a pas été effectuée sur le germanium car l'échantillon a été cassé. Il reste qu'on peut faire l'hypothèse que le contact thermique est bon sur le germanium et qu'on se trouve dans la même situation que pour les deux autres matériaux.

Si on note $C_{totale} = \frac{1}{\frac{1}{C_{contact}} + \frac{1}{C_{lame}}}$ alors le temps de refroidissement pour obtenir un gradient ΔT est

$$\Delta t = \frac{mc}{C_{totale}} \ln \left(\frac{\Delta T_0}{\Delta T} \right) \quad (\text{B.7})$$

| | ZnSe | KRS5 | Ge |
|--|---------------------------------------|---------------------------------------|---------------------------------------|
| C_{totale} | $5 \times 10^{-2} \text{ W.K}^{-1}$ | $1,5 \times 10^{-3} \text{ W.K}^{-1}$ | $1,7 \times 10^{-1} \text{ W.K}^{-1}$ |
| c | $339 \text{ J.Kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ | $200 \text{ J.Kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ | $310 \text{ J.Kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ |
| m | 74 g | 103 g | 75 g |
| Δt pour avoir une différence de 1K sur la hauteur de la lame | $0,7 \text{ h}$ | 20 h | $0,2 \text{ h}$ |

On voit qu'il est assez aisé et rapide de refroidir le ZnSe et le Germanium. Il n'en va pas de même pour le KRS5. Il est difficile de lutter contre la mauvaise conduction intrinsèque de ce matériau.

Conclusion :

Les calculs présentés ici sont une première approximation, mais permettent de valider la solution retenue pour la tenue et la thermalisation des lames diélectriques sur le banc NULLTI-MATE dans sa version cryogénique. Le matériau *KRS5* est celui qui déterminera la descente en température de l'enceinte cryogénique. En effet si la descente en température est trop rapide nous risquons de casser les pièces optiques à cause des contraintes mécaniques induites par la mauvaise conductivité du matériau.

Annexe C

Mesure de conductivités thermiques à basse température de matériaux infrarouges

Il a été nécessaire, pour concevoir certains dispositifs mécaniques du banc NULLTIMATE, dans sa version à basse température, d'effectuer des mesures de caractéristiques thermiques des matériaux optiques que nous devons employer. La principale mesure que nous souhaitons effectuer est une mesure de résistance thermique de contact, dans la configuration des montures qui ont été présentées au chapitre 4. A cet effet, le montage de la figure C.1 a été conçu par Gilles Morinaud (IAS) et mis en œuvre par François Langlet (IAS) et le stagiaire Mohamed Mobtil.

Le principe de la mesure est le suivant :

- L'enceinte cryogénique est refroidie pour que l'ensemble des composants soit amené à une température de 100 K.
- Le haut de l'échantillon est légèrement réchauffé grâce à une chaufferette.
- Une fois le régime stationnaire établi, la mesure de la puissance électrique dissipée dans la chaufferette, et la mesure des températures T1, T2, T3 et T4 permettent de mesurer :
 - La conductivité thermique de l'échantillon
 - La résistance thermique de contact de la monture à ses deux extrémités

Pour que cette mesure soit valide il faut que :

- La puissance dissipée par la chaufferette sert seulement à réchauffer l'échantillon par conduction. Cela se vérifie en effet : si avec la chaufferette on arrive à élever la température du haut de l'échantillon de 1K, alors le flux thermique dissipé par conduction est :

$$P_{cond} = \frac{S}{e} \lambda \Delta T \simeq 1 \text{ mW} \quad (\text{C.1})$$

S est la section de l'échantillon ($S = 40 \text{ mm}^2$), e est la longueur de l'échantillon ($e = 20 \text{ mm}$), λ est la conductance du matériau (au pire à 300K la conductance thermique du KRS5 est

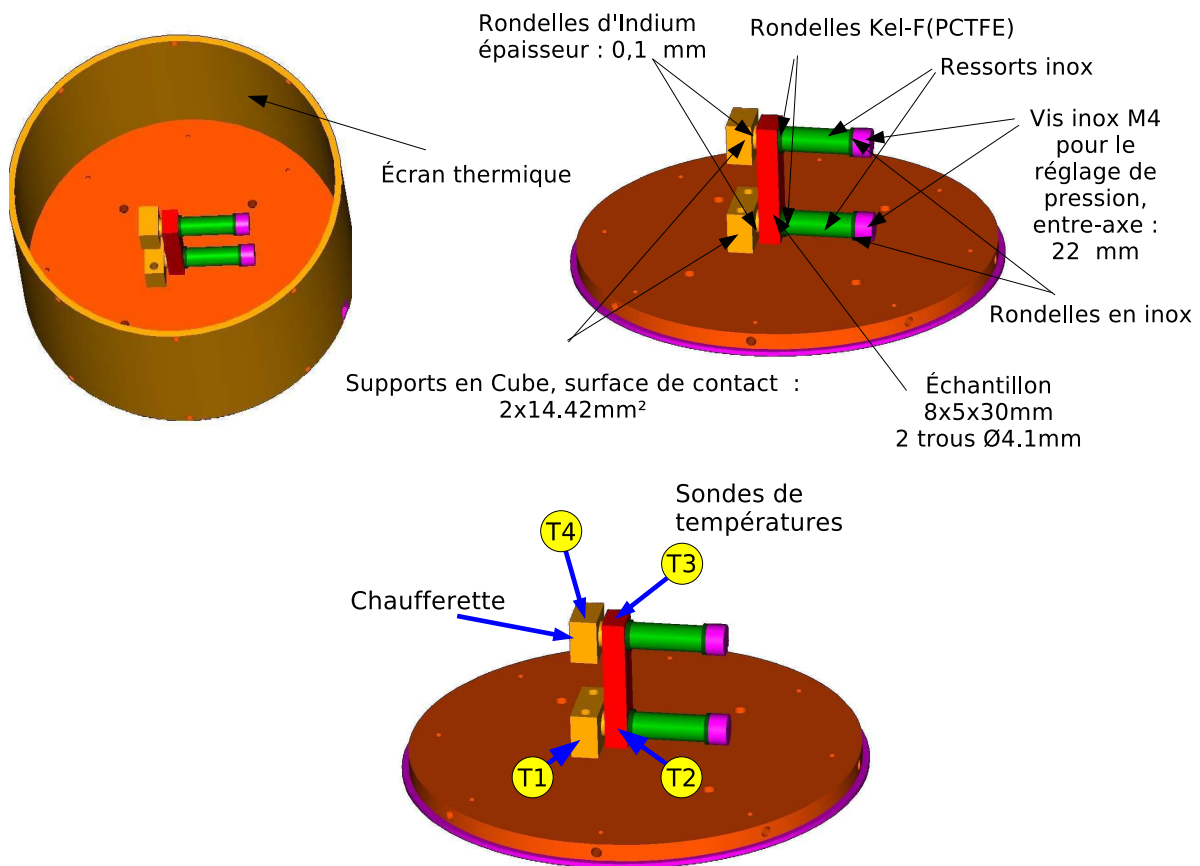


FIG. C.1: Schéma du dispositif expérimental qui a permis de mesurer des résistances thermiques de contact pour des échantillons de KRS5 et de ZnSe. La plaque de base et l'écran thermique sont refroidis à 100 K

de $0,54 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-1}$)

La puissance dissipée par rayonnement elle est donné par :

$$P_{ray} = 4.\sigma.S'.F.T^3.\Delta T \simeq 50 \mu W \quad (\text{C.2})$$

$\sigma = 5,6 \times 10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{T}^{-4}$ est la constante de Stefan, $S' = 240 \text{ mm}^{-2}$ est la surface rayonnante, $F = 1$ est le facteur de forme, on considère que l'écran a une surface très grande devant celle de l'échantillon et que les deux surfaces ont une émissivité de 1.

La puissance dissipée par rayonnement est donc bien inférieure à celle dissipée par conduction.

- La conduction des blocs cubes supportant l'échantillon et la chauffelette est grande devant celle de l'échantillon. (c'était le cas car le cube est en cuivre et que la géométrie de la pièce est favorable).

Les valeurs trouvées lors de ces mesures sont celles indiquées dans les tableaux ci-dessous :

• Conductivité Thermique des matériaux

| | <i>ZnSe</i> | <i>KRS5</i> | <i>Ge*</i> | <i>Al (7075)</i> | <i>Inox</i> | <i>Cu</i> |
|--|-------------|-------------|------------|------------------|-------------|-----------|
| $L_{lame}(100 \text{ K})$ en mW.K^{-1} | 55 | 1, 19 | | - | - | - |
| $\lambda_{matériau}(100 \text{ K})$ en $\text{W.K}^{-1}\text{m}^{-1}$ | 25 | 0, 55 | 200 | 67 | 10 | 520 (pur) |
| $\lambda_{matériau}(300 \text{ K})$ littérature [†] en $\text{W.K}^{-1}\text{m}^{-1}$ | 18 | 0, 54 | 60 | 120 | 14 | 380 |

*Valeurs approximatives relevée sur une courbe d'après et al (1970)

[†] Données d'après www.crystran.co.uk consulté en novembre 2006 et Gray (1963)

• Résistance Thermique de contact pour un contact indium/matériau à une pression de 2, 6MPa

| | <i>ZnSe</i> | <i>KRS5</i> |
|---|---|-----------------|
| $S_{contact}$ | 14, 4 mm^2 | |
| $R_{contact}^{-1}(100 \text{ K})$ en mW.K^{-1} | 220 | 5, 8 |
| $\rho_{contact}^{-1}(100 \text{ K})$ en $\text{W.K}^{-1}\text{m}^{-2}$ | $1, 4 \times 10^4$ | 4×10^2 |
| $\rho_{contact}^{-1}(100 \text{ K})$ <i>Cu - In - Cu</i> , d'après Gmelin et al. (1999) | $2 \times 10^4 \text{ W.K}^{-1}\text{m}^{-2}$ | |

Conclusion :

Les mesures de conductivité thermique et de résistance thermique de contact qui ont été effectuées conduisent aux conclusions suivantes :

- Pour le *ZnSe* et le *KRS5*, la conductivité thermique ne varie pas beaucoup entre la température ambiante et 100 K.
- Les résistances de contact des assemblages réalisés sont négligeables comparées à celles des matériaux eux même. *Le concept de thermalisation des matériaux est donc validé.*

Annexe D

Publications Choisies

Instrumental stability requirements for exoplanet detection with a nulling interferometer: variability noise as a central issue

Bruno Chazelas, Frank Brachet, Pascal Bordé, Bertrand Mennesson, Marc Ollivier, Olivier Absil, Alain Labèque, Claude Valette, and Alain Léger

We revisit the nulling interferometer performances that are needed for direct detection and the spectroscopic analysis of exoplanets, e.g., with the DARWIN [European Space Agency-SCI 12 (2000)] or TPF-I [JPL Publ. 05-5, (2005)] missions. Two types of requirement are found, one concerning the mean value of the instrumental nulling function $\langle nl(\lambda) \rangle$ and another regarding its stability. The stress is usually put on the former. It is stringent at short wavelengths but somewhat relaxed at longer wavelengths. The latter, which we call the variability noise condition, does not usually receive enough attention. It is required regardless of telescope size and stellar distance. The results from three nulling experiments performed in laboratories around the world are reported and compared with the requirements. All three exhibit $1/f$ noise that is incompatible with the performances required by the mission. As pointed out by Lay [Appl. Opt. **43**, 6100–6123 (2004)], this stability problem is not fully solved by modulation techniques. Adequate solutions must be found that are likely to include servo systems using the stellar signal itself as a reference and internal metrology with high stability. © 2006 Optical Society of America

OCIS codes: 110.5100, 120.3180, 350.1260.

1. Nulling Interferometers in Exoplanet Research

The central problem of direct detection of extrasolar planets is the contrast between the star and the planet (4×10^7 at $7 \mu\text{m}$ in the Sun–Earth case) and the need to cancel stellar light when analyzing planetary light.

In the IR spectral range the law of diffraction imposes instruments of several tens of meters, which in space can be reached only with diluted pupils. The principle of such an instrument, a nulling interferometer, was proposed as early as 1978 by Bracewell.¹

B. Chazelas, F. Brachet, M. Ollivier, A. Labèque, C. Valette, and A. Léger (Alain.Leger@ias.u-psud.fr) are with the Institut d'Astrophysique Spatiale, Centre National de la Recherche Scientifique (Paris), Batiment 121, Université Paris-Sud, F-91405 Orsay, France. P. Bordé is with Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden Street, MS19, Cambridge, Massachusetts 02138. B. Mennesson is with the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, 4800 Oak Grove Drive, Pasadena, California 91109-8099. O. Absil is with Institut d'Astrophysique et de Géophysique, Université de Liège, Allée du Six Août 17, B-4000 Liège, Belgium.

Received 9 February 2005; accepted 16 May 2005.

0003-6935/06/050984-09\$15.00/0

© 2006 Optical Society of America

The idea was to use destructive interference for the on-axis star and constructive interference for the off-axis planet. The fraction of starlight that is not canceled by the instrument is referred to as the nulling ratio, often characterized by its inverse (the rejection factor).

The rejection factors expected for nulling interferometers (nullers) are of the order of 10^5 , significantly less than the star–planet contrast, which is a few 10^7 at $7 \mu\text{m}$. Consequently one needs an additional separation between the planet and star lights by subtraction techniques, and the question of instrumental stability must be carefully studied. As stated by Lay,² in his analytical approach the null stability drives most of the requirements on the instrument, even if an internal modulation between different sub-interferometers is applied. This statement is confirmed in the present paper and illustrated by laboratory experiments.

2. Noises Associated with Stellar Leakage

Different processes make the output signal of a nuller nonzero. Even with perfect optics the instrument's transmission would be zero on axis only, raising as θ^α off axis ($\alpha = 2, 4, \dots$, according to the interferome-

ter design), where θ is the angle between the axis and the source. With a stellar disk with a finite radius the spatially integrated flux from the star is a fraction $geom$ of its total flux (Fig. 1). In addition the instrument is not perfect and transmits a fraction nl of the on-axis flux. The stellar leakage generates a total photoelectron flux at time t and wavelength λ :

$$F_{sl}(\lambda, t) = AF_{st}(\lambda)[geom(\lambda, t) + nl(\lambda, t)], \quad (1)$$

where A is a constant depending on telescope size, optics throughput, detector yield, etc.; $F_{st}(\lambda)$ is the incident stellar flux over a spectral bin centered around λ in photoelectrons $m^{-2} s^{-1}$; $geom$ is the geometrical nulling ratio due to the finite size of the stellar disk and the nonflat response of the interferometer around its axis (the θ^a response), considering perfect optics, $geom \ll 1$; nl is the instrumental nulling ratio of the interferometer for an on-axis point source, taking into account instrumental defects, $nl \ll 1$.

After an integration time τ the number of photoelectrons due to stellar leakage is

$$Nb_{sl}(\tau, \lambda) = AF_{st}(\lambda)[\langle geom(\lambda) \rangle_{-} \tau + \langle nl(\lambda) \rangle_{-} \tau], \quad (2)$$

where $\langle f \rangle_{-} \tau$ represents the mean value throughout the duration τ of f .

We have

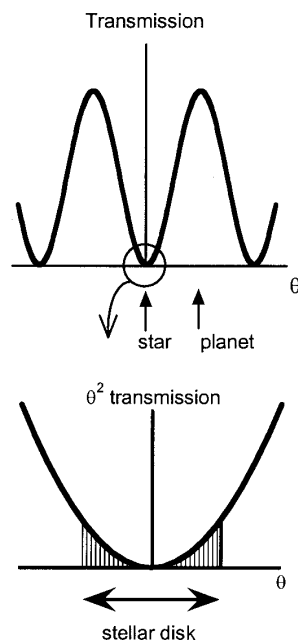


Fig. 1. Transmission of a nulling interferometer with a θ^2 transmission around its axis. The finite size of the stellar disk leads to leaks with a relative intensity $geom$.

$$\begin{aligned} \langle geom(\lambda) \rangle_{-} \tau &\equiv \tau^{-1} \int_0^\tau geom(\lambda, t) dt, \\ \langle nl(\lambda) \rangle_{-} \tau &\equiv \tau^{-1} \int_0^\tau nl(\lambda, t) dt. \end{aligned} \quad (3)$$

For a constant stellar flux, both terms in Eq. (2) introduce noises due to the nonuniform rate of photoelectron generation (the shot noise, also called quantum noise or incorrectly photon noise) and to the stochastic variations of their mean values (their variability for short). We assume that the interferometer points toward the star well enough that the variability noise of $geom$ is negligible with respect to its shot noise. (However the same analysis developed in this paper could be applied to this variability noise.) Because the variability affecting nl finds its origin in the instrument, we call it instrumental variability noise. It depends on the time variation of $nl(t)$ or $\sigma_{(nl)}(\tau)$, the standard deviation of $\langle nl \rangle_{-} \tau$. The total noise associated with nl is therefore the compound effect of the shot noise and instrumental variability. In this case the photoevents form a doubly stochastic Poisson process. Its variance is simply the sum of the shot noise and instrumental variability variances.³

The shot noise is proportional to the square root of the integrated flux $Nb_{sl}^{1/2}$, but the variability noise is directly proportional to $F_{st}(\lambda)$.

3. Requirement for the Mean Rejection Factor $\langle nl(\lambda) \rangle$

If the interferometer is optimized at a given wavelength for a planet position with a relative transmission of unity (the planet is on a bright fringe) after integration τ , the signal due to the planet is $AF_{pl}\tau$. Because the photon flux due to the planet is much weaker than that due to stellar leakage, the shot noise is given by the square root of the number of photoelectrons Nb_{sl} . The signal-to-noise ratio (SNR), if the shot noise were the only source of noise, would be

$$S/N_{sh} = (A\tau)^{1/2} F_{pl} / [F_{st}(\langle geom \rangle + \langle nl \rangle)^{1/2}], \quad (4)$$

which improves with integration time as $\tau^{1/2}$.

The shot noise associated with $\langle nl \rangle$ is instrument dependent, whereas that associated with $\langle geom \rangle$ is intrinsic to an interferometer design and to the stellar angular size and therefore cannot be avoided. The maximum requirement for $\langle nl \rangle$ results: It should be somewhat smaller than $\langle geom \rangle$ so that the total shot noise would not be significantly increased by the contribution of $\langle nl \rangle$. The actual requirement is dictated by the total SNR needed at the corresponding wavelength and depends on the planetary signal intensity and the other sources of noises, e.g., the zodiacal light, the thermal background, etc.

At a given wavelength λ the first transmission maximum of a Bracewell interferometer with base L is at an angle $\theta = \lambda/(2L)$. This base can be selected so

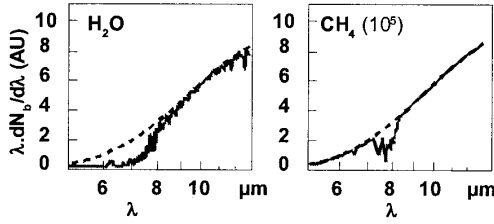


Fig. 2. Spectrum of a planet with H_2O and CH_4 in their atmospheres.⁶ The 7–9 μm range is important for detecting these two important species.

that the target planet is located at one of the transmission maxima. The angular separation of the Sun–Earth system at 20 pc (65 light years) is $\theta = 0.05$ arc sec. When one is observing at 7 μm , the planet is located on the first transmission maximum if the interferometer's baseline is $L = 14$ m. The geometrical stellar leakage due to the finite size of the stellar disk is then $geom = 1.8 \times 10^{-5}$. The most interesting target planets are located in the habitable zone⁴ (HZ) of their stars, i.e., in the region where water can be liquid (roughly 0.7–1.5 AU for the Sun, i.e., the zone between Venus and Mars). Most stars in the DARWIN or TPF-I missions (DARWIN/TPF-I) target lists are cooler than the Sun⁵ and have a larger ratio between their angular size and the distance to their HZ. They produce larger leaks when a planet is searched for in their HZs. Therefore the preceding value for $geom$ can be considered as the lowest one, and the condition derived thereafter for $\langle nl \rangle$ is the most severe.

At short wavelengths, i.e., around 7 μm , the planetary signal is weak, although this is an important domain for detecting H_2O and CH_4 (Fig. 2). Consequently it is critical that the instrument does not contribute significant additional noise. A possible requirement would be $\langle nl \rangle = 0.56 \langle geom \rangle$, which corresponds to an increase in the total shot noise by 25%. For an interferometer with leakages similar to those of a Bracewell interferometer ($geom = 1.8 \times 10^{-5}$ for an Earth–Sun-like system) a sensible value for the mean instrumental leakage would then be

$$\langle nl \rangle(7 \mu\text{m}) = 1.0 \times 10^{-5}. \quad (5)$$

For another interferometer design with more intrinsic leakages the requirement on $\langle nl \rangle$ could be relaxed, but the required integration time for a given telescope collecting area would increase because of the shot noise associated with the larger value of $geom$.

At long wavelengths the $\langle nl \rangle$ requirement can be relaxed because

(i) the $F_{\text{star}}/F_{\text{pl}}$ ratio diminishes, with an analytical upper estimate in the 7–20 μm domain of $(F_{\text{star}}/F_{\text{pl}})(\lambda) < (F_{\text{star}}/F_{\text{pl}})(7 \mu\text{m}) (\lambda/7 \mu\text{m})^{-3.37}$ (Fig. 3), and

(ii) other sources of shot noise become important,⁶

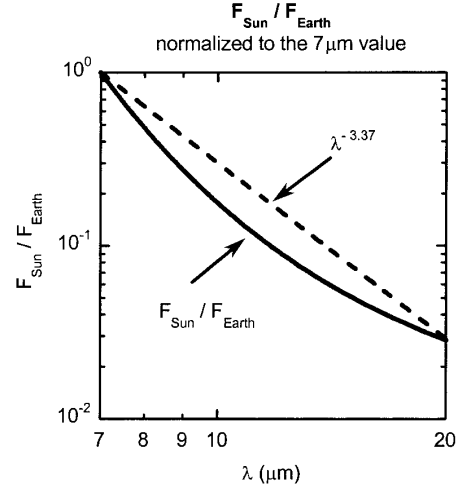


Fig. 3. Ratio of the Sun–Earth fluxes versus wavelength normalized at 7 μm . The fluxes are approximated by Planck functions at 5800 and 288 K, respectively. In the 7–20 μm domain the power law curve $(\lambda/7 \mu\text{m})^{-3.37}$ can be used as an upper value for this ratio.

e.g., the flux of the local (solar) zodiacal light and the thermal emission of optics.

The SNR due to the shot noise should have the same value as at 7 μm . Considered alone, point (i) leads to

$$\langle nl \rangle / geom(\lambda) = \{1.56 [F_{\text{pl}}(\lambda) / F_{\text{pl}}(7 \mu\text{m})]^2 / [F_{\text{st}}(\lambda) / F_{\text{st}}(7 \mu\text{m})]\} - 1, \quad (6)$$

which reduces to Eq. (5) when $\lambda = 7 \mu\text{m}$ and $geom = 1.8 \times 10^{-5}$.

To prepare the discussion of variability noise, it is convenient to use a more stringent condition, $\langle nl \rangle / geom(\lambda) = 0.56 [(F_{\text{pl}}/F_{\text{st}})(\lambda)] / [(F_{\text{pl}}/F_{\text{st}})(7 \mu\text{m})]$ (Fig. 4). This condition should not be difficult to achieve if the condition at 7 μm is fulfilled. In the case of an optimized Bracewell interferometer ($geom = 1.8 \times 10^{-5}$), the condition can be estimated to be

$$\langle nl \rangle(\lambda) = 1.0 \times 10^{-5} (\lambda/7 \mu\text{m})^{3.37}. \quad (7)$$

Most of the stars in the DARWIN/TPF-I target lists are less luminous than the Sun and correspond to a lower $F_{\text{star}}/F_{\text{pl}}$ ratio for an Earth-sized planet at $T \sim 300$ K. Consequently the Sun–Earth case is the most demanding for the nulling instrument.

We think that it is not possible to optimize the DARWIN/TPF-I instrument at 6 μm for a 300 K planet because the $F_{\text{pl}}/F_{\text{st}}$ for such an object is then extremely low (Fig. 3). However, one should keep the performances of the nuller at 6 μm as good as at 7 μm [$\langle nl \rangle(6-7 \mu\text{m}) = \langle nl \rangle(7 \mu\text{m})$] to be able to study the somewhat warmer planets, e.g., the planets at 350 K.

The conclusion above concerns exclusively shot

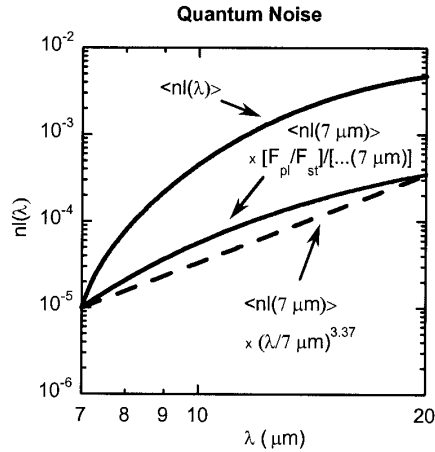


Fig. 4. Condition of $\langle nl(\lambda) \rangle$ imposed by the shot noise for a Bracewell interferometer ($geom = 1.8 \times 10^{-5}$). The condition is most severe at $7 \mu\text{m}$, where we required that noise due to the instrumental stellar leakage not significantly increase noise due to the intrinsic stellar leakage $geom$. At longer wavelengths the actual requirement is that of the $\langle nl(\lambda) \rangle$ curve [Eq. (6)]. In preparing the discussion on the standard deviation of the variability noise (Section 4), it is convenient to impose the more stringent condition $\langle nl(7 \mu\text{m}) \rangle [(F_{pl}/F_{st})(\lambda)] / [(F_{pl}/F_{st})(7 \mu\text{m})]$ or its analytical estimate $\langle nl(7 \mu\text{m}) \rangle (\lambda/7 \mu\text{m})^{3.37}$.

noise and holds even if the average instrumental stellar leakage is removed by a modulation technique. This contribution acts as a bias that cannot be calibrated analytically and hampers detection of the planet. If no subtraction-modulation technique were used, the null depth needed for detection should be significantly deeper than the planet-star contrast of $1/4 \times 10^7 = 2.5 \times 10^{-8}$ at $7 \mu\text{m}$, a difficult goal indeed. In practice modulation techniques such as rotation of the array^{1,7} or phase-chopping techniques^{8–11} should remove this bias and allow detection even if the mean null is not so deep. However, these techniques are affected by null depth fluctuations at all frequencies as proven by Lay²: Systematic errors are not completely removed by modulation, and the actual requirements on the null will indeed be driven by the stability requirements, i.e., variability noise, as discussed below.

4. Requirements for Variability Noise

A. Signal-to-Noise Ratio due to Variability Noise

Assuming that the relative transmission of the instrument for the planetary signal is unity, after integration during time τ the signal is

$$S = AF_{pl}(\lambda)\tau. \quad (8)$$

Let us remind the reader that variability noise N_v is due to the stochastic variation of the mean flux at the output of the (imperfect) nuller. It is proportional to the stellar flux and to the standard deviation of the mean of the instrumental nulling ratio $\langle nl \rangle$ over the

integration time τ , $\sigma_{\langle nl \rangle_\tau}$ is noted thereafter as $\sigma_{\langle nl \rangle}(\tau)$ [see Eq. (3)]:

$$N_v = AF_{st}(\lambda)\sigma_{\langle nl \rangle}(\tau)\tau. \quad (9)$$

The resulting SNR is

$$S/N_v = [F_{pl}/F_{st}(\lambda)][1/\sigma_{\langle nl \rangle}(\tau)]. \quad (10)$$

The incidence of the integration time τ on the SNR through $\sigma_{\langle nl \rangle}(\tau)$ is a key element. Conversely, if a minimum SNR is needed to obtain useful scientific information, a requirement for $\sigma_{\langle nl \rangle}(\tau)$ results.

We can relate $\sigma_{\langle nl \rangle}(\tau)$ and the power spectral density (PSD) of nl . We assume that nl is an ergodic random process (ergodic random function of time), which means that its average and moments taken over the time are the same as when taken over the different realizations. The output of an instrumental nuller is a function of time with a finite duration T . From this output we estimate the statistical properties of the random process.

This random process has no finite energy in the sense of signal processing,

$$\int_0^\infty nl^2(t)dt \rightarrow \infty,$$

but has finite power,

$$\lim_{T \rightarrow \infty} T^{-1} \int_0^T nl^2(t)dt,$$

and a PSD, noted PSD_{nl} :

$$\text{PSD}_{nl}(v) \approx \lim_{T \rightarrow \infty} T^{-1} \left| \int_0^T nl(t) \exp(-2\pi i vt) dt \right|^2.$$

Such a PSD, when defined as a limit, follows the standard Fourier-transform properties (for details see Léna *et al.*¹² and Goodman³).

To simplify the calculation, we introduce the running average over τ , a random process noted as $\langle nl \rangle_\tau(t)$:

$$\langle nl \rangle_\tau(t) = \tau^{-1} nl(t) * \Pi(t/\tau),$$

where $\Pi(u)$ is the top-hat function [$\Pi(u) = 1$ for u between 0 and 1, and 0 elsewhere] and $*$ is the convolution. We have

$$\langle nl \rangle_\tau(0) = \langle nl \rangle_\tau.$$

Because $\langle nl \rangle_\tau(t)$ is a linearly filtered ergodic process, it is also ergodic.³ Thus $\sigma_{\langle nl \rangle}(\tau)$, the standard deviation of $\langle nl \rangle_\tau$ for different outcomes of the random process,

is equal to the standard deviation of random process $\langle nl \rangle_{-\tau}(t)$ over time.

Using the Parseval theorem, one shows³ that

$$\sigma_{\langle nl \rangle_{-\tau}}^2(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \text{PSD}_{\langle nl \rangle_{-\tau}}(\nu) - \langle nl \rangle^2 \nu^2 d\nu.$$

Because $\langle nl \rangle_{-\tau}$ has a nonzero mean value, its PSD has singular behavior at $\nu = 0$. It behaves as $\langle nl \rangle^2 \delta(\nu)$, where $\delta(\nu)$ is the delta function because the Fourier transform at $\nu = 0$ is the mean value of the function. The PSD' function, which is equal to the PSD but at zero, defined as

$$\text{PSD}_{\langle nl \rangle_{-\tau}}'(\nu) = \text{PSD}_{\langle nl \rangle_{-\tau}}(\nu) - \langle nl \rangle^2 \nu^2$$

shows nonsingular behavior at zero and

$$\sigma_{\langle nl \rangle_{-\tau}}^2(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \text{PSD}_{\langle nl \rangle_{-\tau}}'(\nu) d\nu.$$

Because the Fourier transform of $\Pi(t)$ is $\text{sinc}(\nu) \equiv \sin(\pi\nu)/\pi\nu$, $\sigma_{\langle nl \rangle_{-\tau}}(\tau)$ derives from the PSD of the nulling function PSD_{nl} :

$$\sigma_{\langle nl \rangle_{-\tau}}^2(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \text{PSD}_{nl}'(\nu) \text{sinc}^2(\tau\nu) d\nu. \quad (11)$$

If PSD_{nl}' decreases rapidly on the $\Delta\nu = \tau^{-1}$ scale, most of the contribution to the integral is around zero. Then $\text{sinc}(\nu)$ can be approximated by a top-hat function with a FWHM of τ , and Eq. (11) reads

$$\sigma_{\langle nl \rangle_{-\tau}}^2(\tau) \approx \int_{-0.5/\tau}^{0.5/\tau} \text{PSD}_{nl}'(\nu) d\nu. \quad (12)$$

If the fluctuations of nl are white, i.e., $\text{PSD}_{nl}'(\nu)$ is constant, the familiar result is found: $\sigma_{\langle nl \rangle_{-\tau}}(\tau)$ is proportional to $\tau^{-1/2}$ and S/N_v increases as $\tau^{1/2}$.

If there are instrumental drifts, the PSD of the nulling ratio has a so-called $1/f$ component. This does not mean that PSD_{nl}' diverges at zero. It means that the longer the time interval between two calibrations of the instrument, the more noise power there is at low frequency. Let T be the time separating the two calibrations of the nuller. A possible model of this noise is

$$\text{PSD}_{nl}(\nu) = \begin{cases} a\nu^{-1} + b & \text{for } |\nu| > T^{-1} \\ aT + b & \text{for } |\nu| \leq T^{-1} \end{cases}$$

This model (Fig. 5) better represents the physical reality with finite energy for any finite value of T . The integrals in approximation (12) or Eq. (11) are defined.

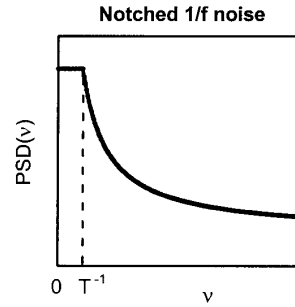


Fig. 5. Mathematical model used to describe the $1/f$ noise. It has finite power, but this power grows with time T , the time separating two calibrations of the instrument.

What is the effect of increasing the integration time τ on S/N_v ? To compare different measurements with integration times τ , e.g., some with an interferometer orientation yielding the planetary signal and others not doing so, time T between two calibrations must be several times τ . Applying approximation (12), one gets

$$\begin{aligned} \sigma_{\langle nl \rangle_{-\tau}}^2(\tau) &\approx 2 \int_0^{0.5\tau^{-1}} \text{PSD}_{nl}'(\nu; T) d\nu \\ &\approx 2 \int_0^{T^{-1}} (aT + b) d\nu + 2 \int_{T^{-1}}^{0.5\tau^{-1}} (a\nu^{-1} + b) d\nu, \end{aligned}$$

$$\sigma_{\langle nl \rangle_{-\tau}}^2(\tau) \approx 2a \left[1 + \ln\left(\frac{T}{2\tau}\right) \right] + \frac{b}{\tau}.$$

If $a\tau \gg b$, the $1/f$ noise dominates the integral and

$$\sigma_{\langle nl \rangle_{-\tau}}^2(\tau) \approx 2a \left[1 + \ln\left(\frac{T}{2\tau}\right) \right],$$

which very slowly decreases with τ . The reduction in the integration domain is mostly compensated for by an increase in the PSD in the low-frequency part. In the presence of dominating $1/f$ noise, the S/N is almost independent of integration time τ .

If $a\tau \ll b$, white noise dominates and $\sigma_{\langle nl \rangle_{-\tau}}^2(\tau) \approx b/\tau$. The familiar result is met: $\sigma_{\langle nl \rangle_{-\tau}}(\tau)$ is proportional to $\tau^{-1/2}$ and S/N_v increases as $\tau^{1/2}$.

B. Nulling Experiments around the World

Considering a few nulling experiments presently performed around the world is informative. For several of them the authors kindly provided us with the data files of their experimental $nl(t)$ function. We computed the running average $\langle nl \rangle_{-\tau}(t)$ over τ , the PSD of nl , and the standard deviation for several integration times τ .

The results are in Figs. 6–8. For the best results (Figs. 7 and 8) the mean values miss the goal of 10^{-5} by factors of 5 and 2, respectively. For $\tau = 10$ s they

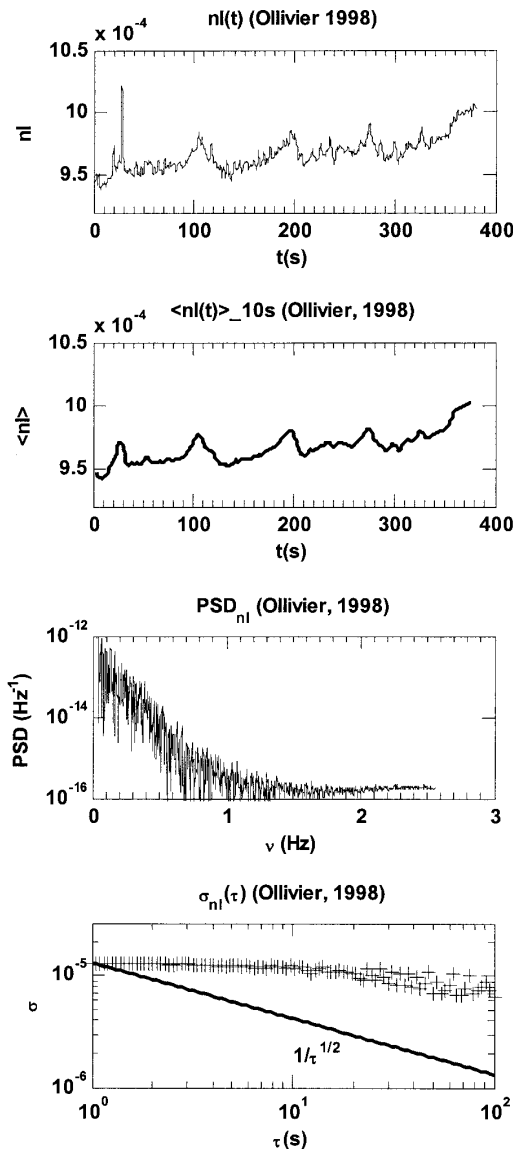


Fig. 6. Results from the nulling experiment by Ollivier and co-workers^{13,14} in 1999, using a CO₂ laser (10.6 μm). From top to bottom: (1) Experimental nulling function $nl(t)$ versus time. (2) Running average over a 10 s duration. (3) PSD of the nulling function $nl(t)$. The increase in the PSD for low values of ν is clear. In the range of 0.3–0.01 Hz the PSD goes approximately as $\nu^{-1.35}$, a behavior close to the canonical $1/f \equiv 1/\nu$ behavior. (4) Standard deviation of the mean value of nl over time τ , $\sigma_{nl}(\tau)$. In the frequency range investigated by that experiment, σ decreases with τ but more slowly than $\tau^{-1/2}$, which is typical of PSDs with $1/f$ -like components.

yield $\sigma_{nl}(10\text{ s}) \sim 10^{-6}$. At 7 μm the Sun–Earth flux ratio F_{pl}/F_{st} is 2.5×10^{-8} . If this were the final result, the S/N_v value resulting from Eq. (10) would be $\sim 2.5 \times 10^{-2}$, whatever the stellar distance and the

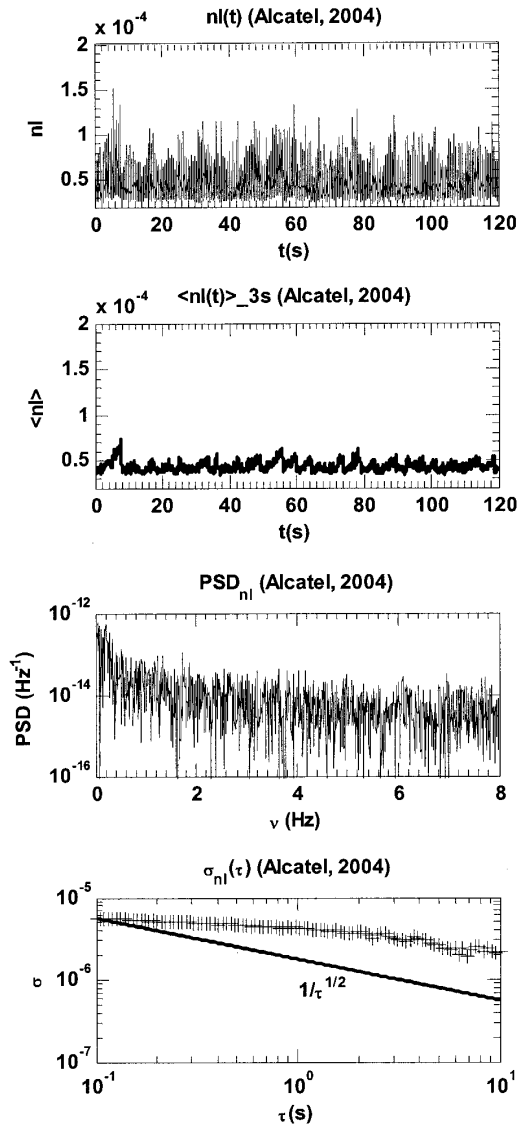


Fig. 7. Results from the nulling experiment by Alcatel (2004), using a laser diode at $\sim 1.57\text{ }\mu\text{m}$ and an integrated optics recombiner. From top to bottom: (1) Experimental nulling function versus time $nl(t)$. (2) Running average over 3 s duration. (3) The corresponding PSD. Its increase at low frequencies is clear. From 0.1 to 1 Hz it goes approximately as $1/\nu$. (4) Standard deviation of the mean value of nl over time τ , $\sigma_{nl}(\tau)$. The behavior of σ with the integration time is similar to that in Fig. 6 and indicates that major improvements in the experimental setup are needed to obtain the required stability, i.e., a $\tau^{-1/2}$ decrease with integration time (courtesy Alcatel Space Industry, 2004).

telescope diameters, clearly an unacceptable situation.

Fortunately, longer integrations are expected to improve this SNR. If variability noise were white, i.e., had a constant PSD, approximation (12) pre-

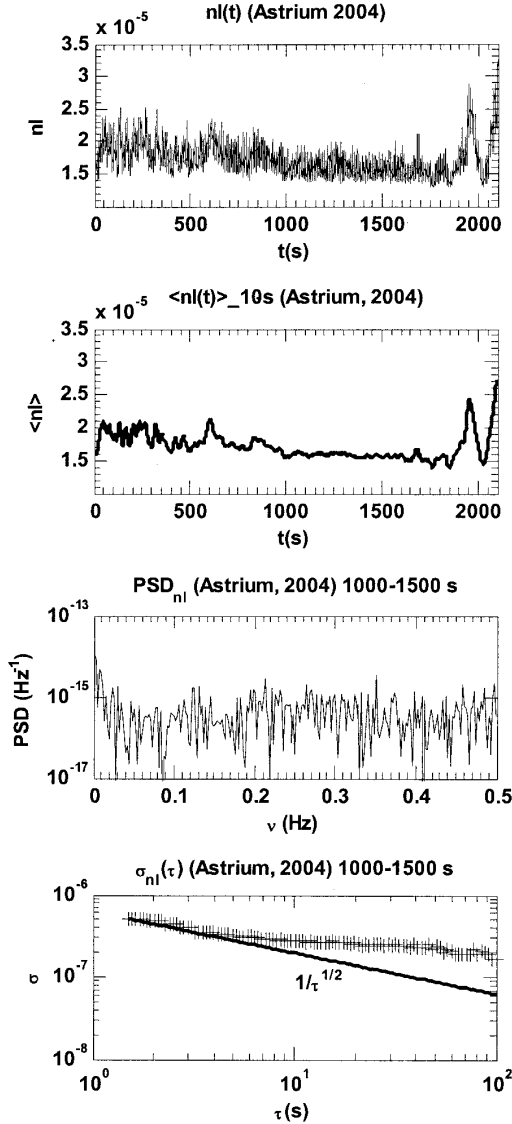


Fig. 8. Quantities similar to those in Figs. 6 and 7 from the Astrium experiment in 2004.¹⁵ The duration of the experiment is the longest of the three. The null curve between 1000 and 1500 s is selected to compute the PSD and $\langle nl \rangle$ standard deviation because it is the part with the best quality. A low-frequency increase in the PSD is present. From 0.01 to 0.1 Hz it goes approximately as $1/\nu$. It must be emphasized that this experimental setup as well as the two preceding ones had the goal of a low null value but not that of its stability. Their authors have precise ideas about how to improve this stability (courtesy Astrium, Germany).

dicts that with increasing time $\sigma_{nl}(\tau)$ would decrease as $\tau^{-1/2}$. Starting from the nuller performances reported for $\tau = 10$ s, S/N_v would increase to 2.5×10^{-2} (24×3600)^{1/2} ~ 7 at $7 \mu\text{m}$ after a 10 day integration.

Unfortunately all present experimental PSDs exhibit a $1/f$ -type peak at low frequencies. Conse-

quently the standard deviations of nl decrease more slowly than $\tau^{-1/2}$, and extrapolation to very long integration durations (days) does not look promising. These $1/f$ noises are probably due to drifts in the experimental setups.

The issue of long-term drift is of major importance. Although this drift is difficult to control, the situation is not hopeless. For example, an important limitation for the instrumental nulling ratio results from the fine control of the optical path difference (OPD) between the different arms of the interferometer. Now the servo adjustment of the delay line around a zero OPD on the DARWIN/TPF-I instruments is performed with the stellar signal itself (the fringe tracker in the visible/near IR) and should have no long-term drifts. However, an adequate stability is required for the instrument parts downstream from the fringe tracker. The other limiting factors of the stability of nl should be controlled as well, including intensity errors and pointing errors.

C. Required Performances

When the noises associated with the stellar leakage [Eq. (1)] are dominant, e.g., at short wavelengths, a possible noise budget is

$$N_v = N_{sh} = (1/2)^{0.5} N_{tot}. \quad (13)$$

To obtain spectroscopic information at different wavelengths, including the most difficult ones, the S/N_{tot} ratio must be sufficient in a maximum of 10 day integration, say $S/N_{tot} \sim 7$. Equation (13) implies that

$$S/N_v = (1/2)^{-0.5} S/N_{tot} \sim 10 \text{ in 10 days.}$$

At $7 \mu\text{m}$ the star-to-planet contrast is 4×10^7 for the Earth-Sun case. At other wavelengths the relation $F_{st}/F_{pt}(\lambda)$ can be deduced from Fig. 3 or estimated from the $(\lambda/7 \mu\text{m})^{-3.37}$ relation. Equation (10) implies a requirement for the nuller stability shown in Fig. 9. In the $7\text{--}20 \mu\text{m}$ domain, Eq. (10) can be written as

$$\sigma_{nl}(\lambda, 10 \text{ days}) \leq 2.5 \times 10^{-9} (\lambda/7 \mu\text{m})^{3.37} \quad (14)$$

or

$$\sigma_{nl}(\lambda, 10 \text{ s}) \leq 7 \times 10^{-7} (\lambda/7 \mu\text{m})^{3.37} + \text{white noise.} \quad (15)$$

The condition white noise means that $1/f$ -type noises, e.g., long-term drifts, must be small enough to permit an improvement in stability with integration time $\tau^{-1/2}$.

If the performance of the mean value is achieved ($\langle nl \rangle = 10^{-5}$ at $7 \mu\text{m}$), its stability can be expressed in terms of relative values:

$$(\sigma_{nl}/\langle nl \rangle)(10 \text{ days}) \leq 2.5 \times 10^{-4} \quad (16)$$

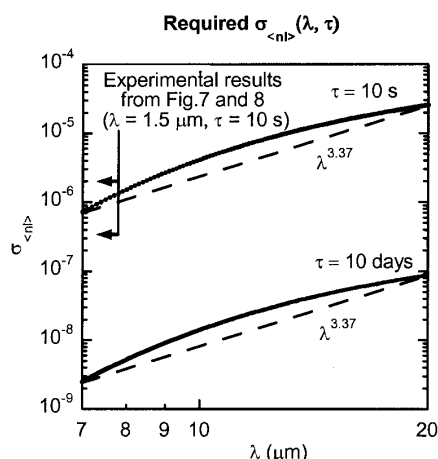


Fig. 9. Required stability of the instrumental nulling function $nl(t)$ on time scales $\tau = 10$ s and 10 days. The levels achieved at shorter wavelengths in experiments reported in Figs. 7 and 8 are indicated.

or

$$(\sigma_{nl})/(\langle nl \rangle)(10 \text{ s}) \leq 7 \times 10^{-2} + \text{white noise.} \quad (17)$$

The long-term (10 day) instrumental stability is demanding, especially at short wavelengths. These requirements are independent of target distance and the telescope collecting area.

The laboratory demonstration of a nuller with these performances can be divided into two steps:

- (1) obtaining the requirements for short integration times, e.g., 10 s;
- (2) showing that the question of long-term stability, i.e., the absence of drifts ($1/f$ -type noises) can be dealt with. This point is discussed in Section 5.

5. How to Beat the $1/f$ Component of the Variability Noise

In this paper, for simplicity, we have discussed only the case of a single interferometer. To beat the drift problem, modulation techniques such as rotation of the array^{1,7} or phase-chopping techniques⁸⁻¹¹ have been proposed. As shown by Lay² they improve the situation but do not fix it. For example, Lay showed that cross terms between phase errors and amplitude errors are not eliminated by these techniques.

Another way to understand this limitation is to note that in most cases—all of them until now—the different subinterferometers have independent instrumentations, e.g., phase shifters. Then they have independent drifts, and switching from one to another does not eliminate these drifts. A solution could be to use the same optics downstream from the fringe tracker for the different subinterferometers, if such a design is possible.

Generally speaking, $1/f$ -type noises (drifts) are beaten down by servo loops (the end of Subsection

4.B); thus these servo loops should be used wherever possible.

6. Conclusions

We have revisited the performances required for the central part of the optical instrument needed for the DARWIN or TPF-I missions, the nulling interferometer. Two types of requirement are found, one for the mean value of its nulling ratio (or rejection factor) $nl(\lambda, t)$ and another for its stability. The former is usually used, but, with the exception of Lay,² insufficient attention has been paid to the latter, which we call variability noise, probably the most demanding. In this paper we have neglected the variability of the instrument pointing. This noise contribution is possibly as difficult to control as the nulling variability noise and should be carefully studied.

Regarding the mean value of the stellar leakage, for a Bracewell-type interferometer a possible condition is shown in Fig. 4. A more difficult condition is given in Eq. (7) and in the following remarks. At short wavelengths this condition is demanding and necessary because this spectral domain is important (the short-wavelength signature of H_2O and that of CH_4). At longer wavelengths the condition is easier to meet.

In the 7–20 μm domain the condition of the null stability can be written as in Eq. (15) and expression (17). Note that these requirements stay whatever the telescope size and the stellar distance. This stability of the mean nulling ratio is necessary for separating the stellar leakage from the planetary signal when a subtraction technique is used.

Three nulling experiments performed in laboratories around the world have been reported. The best two miss the mean-nulling requirement by a factor of 2–5 and approach or reach the short-term (10 s) stability requirement. Most important, all of them show clear evidence of drifts on longer integration times that prevent a sufficient increase in the SNR with integration time. However, note that the experiments reported here are only first steps in a process aimed at the validation of nulling interferometry techniques for DARWIN–TPF missions. In particular they were not built to be highly stable but to have nulls as deep as possible, and some were pretty successful in that respect. They were operated at a CO_2 laser wavelength or at shorter wavelengths ($\sim 1.5 \mu\text{m}$, i.e., the telecommunication domain) for convenience. This is a first step, but experiments at relevant wavelengths (6–20 μm) are needed with improved performances.

A central problem is the long-term stability of instrument outputs. In particular, as shown by Lay,² the internal modulations proposed between subinterferometers with different base orientations⁷⁻¹⁰ do not completely solve this question of stability because they use independent nulling optical devices with corresponding differential drifts. We think that special attention should be given to servo systems that use the stellar signal itself at shorter wavelengths as a reference for monitoring key quantities such as the OPD, because these systems should be free of long-term drifts.

The authors are grateful to Luigi d'Arcio, Anders Karlsson, Oliver Lay, Nick Woolf, and Yves Rabbia for valuable discussions and to Alcatel Space Industry and Astrium Germany for kindly providing the data files of their nulling experiments. B. Chazelas and F. Brachet are grateful to Alcatel Space Industry and Centre National de la Recherche Scientifique (Paris) (CNRS) and Centre National d'Etudes Spatiales (CNES), respectively, for funding their thesis grant. This work was performed in part under contract 1256791 with the Jet Propulsion Laboratory (JPL) funded by NASA through the Michelson Fellowship Program. JPL is managed for NASA by the California Institute of Technology. O. Absil acknowledges the support of the Belgian Fonds National de la Recherche Scientifique (FNRS).

References

1. R. N. Bracewell, "Detection of nonsolar planets by spinning infrared interferometer," *Nature (London)* **274**, 780–781 (1978).
2. O. P. Lay, "Systematic errors in nulling interferometers," *Appl. Opt.* **43**, 6100–6123 (2004).
3. J. W. Goodman, *Statistical Optics* (Wiley Classics Library, 2000).
4. J. F. Kasting, D. P. Whitmire, and R. T. Reynolds, "Habitable zones around main sequence stars," *Icarus* **101**, 108–128 (1993).
5. A. Stankov, L. Kaltenegger, and C. Eiroa, "DARWIN star catalogue," European Space Agency/European Space Telecommunication internal publication DMS/SCI-A/DARWIN/208 (2005).
6. M. Fridlund, "DARWIN, concept and feasibility study report," ESA-SCI 12 (European Space Agency, 2000), pp. 1–218.
7. B. Mennesson and J.-M. Mariotti, "Array configurations for a space infrared nulling interferometer dedicated to the search for Earthlike extrasolar planets," *Icarus* **128**, 202–212 (1997).
8. J. R. P. Angel and N. J. Woolf, "An imaging nulling interferometer to study extrasolar planets," *Astrophys. J.* **475**, 373–379 (1997).
9. A. Karlsson and B. Mennesson, "The Robin Laurance nulling interferometers," in *Astronomical Telescopes and Instrumentation 2000: High-Resolution Astronomy*, Proc. SPIE **4006**, 871–874 (2000).
10. O. Absil, A. Karlsson, and L. Kaltenegger, "Inherent modulation: a fast chopping method for nulling interferometry," in *Astronomical Telescopes and Instrumentation 2002: High Resolution Astronomy*, Proc. SPIE **4852**, 431–435 (2003).
11. B. Mennesson, A. Léger, and M. Ollivier, "Direct detection and characterization of extrasolar planets: the Mariotti space interferometer," *Icarus* **178**, 570–588 (2005).
12. P. Léna, F. Lebrun, and F. Mignard, *Observational Astrophysics* (Springer-Verlag, 1998), p. 453.
13. M. Ollivier, "Contribution à la recherche d'exo-planètes. Coronographie interférentielle pour la mission DARWIN," Ph.D. dissertation (Université de Paris-Sud, Orsay, 1999).
14. M. Ollivier, J.-M. Mariotti, A. Léger, P. Sekulic, J. Brunaud, and G. Michel, "Interferometric coronagraphy for the DARWIN Space Mission—laboratory demonstration experiment," *Astron. Astrophys.* **370**, 1128–1136 (2001).
15. R. Flatscher, Z. Sodnik, K. Ergenzinger, U. Johann, and R. Vink, "DARWIN nulling interferometer breadboard I: system engineering and measurement," M. Fridlund and T. Henning, eds., ESA Publ. SP-539, pp. 283–291.

Study of the polarization effects in a Nulling interferometer : Design consequences

Bruno Chazelas¹, Claude Valette¹, Yves Rabbia², Frank Brachet¹,
 Jean Gay², Alain Labèque¹, Alain Léger¹, Yuying Longval¹,
 Marc Ollivier¹.

¹Institut d'Astrophysique Spatiale, Orsay, France
 email: bruno.chazelas@ias.u-psud.fr

²Observatoire de la côte d'Azur, Département Gémini, France

Abstract. Nulling interferometry is one of the promising techniques for the study of extra terrestrial planets. This technique will be applied in the future space missions Darwin and TPF-I, and from the ground with GENIE. The nulling interferometry techniques require high symmetry of the interfering beams, to obtain the required contrast (typically 10^6 to detect terrestrial exoplanets in the thermal infrared). In this paper we consider the polarization symmetry issue, such as polarization rotation and polarization phase shifts occurring on slightly misaligned optics. We study the consequences of these symmetry requirements on a nulling interferometer design. We find the relation between the misalignment tolerances and the achievable nulling, and we show that this tolerance is highly dependent on the interferometer configuration (the way beams turn right, left, up or down in the interferometer arms). It is typically of the order of the arcminute (not the arcsecond) for a 10^6 contrast. We present a analytical and numerical analyses.

Keywords. Interferometers, Nulling, Darwin

1. Introduction

Nulling interferometry, is a technique aiming at interferometric coronagraphy. The challenge is to reach the highest and most stable interferometric contrast. The application of such a technique is the search for extra-solar planet : space mission Darwin/TPF-I and Pegase instruments, and ground based instruments such as GENIE. The required contrast to detect extra-solar earths, is 10^6 . (baseline requirement for the Darwin mission). This will be the contrast level targeted by this study. The performances of such an interferometer are called nulling ratio N : normalized value of the light leakage of the instrument. Nulling interferometry require a high symmetry in the beam properties of the different interferometer arms. The requirements for polarization symmetry have been described (Ollivier 1999). The polarization ϵ_θ rotation should be

$$\epsilon_\theta \leq 3.10^{-2} rad \quad (1.1)$$

The phase shift difference $\Delta\varphi_{sp}$ between s and p component should be less than :

$$\Delta\varphi_{sp} \leq 2.10^{-3} rad \quad (1.2)$$

The mean phase difference between the two beam $\Delta\varphi$ should be :

$$\Delta\varphi \leq 2.10^{-3} rad \quad (1.3)$$

These requirement are well established, but it is necessary to study the source of the polarization mismatch in an interferometer. If we ignore the observed object properties

120

Chazelas et al

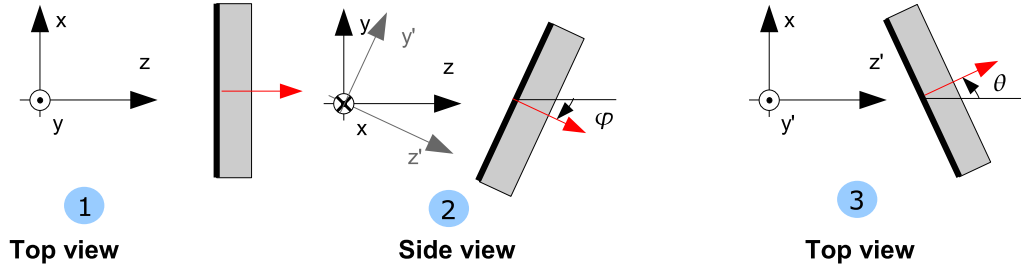


Figure 1. Convention describing the successive rotations to obtain the 3D orientation of a surface

(see Elias et al. 2004), Polarization mismatches come from the reflection and transmission effects in the arms of the interferometer. Traub (1988) studied some design rules for standard stellar interferometer. Elias et al. (2004) also studied the instrumental polarization effects, in particular the misalignment consequences, but the study was independent from the interferometer design (Monte-Carlo simulation on arbitrary optical trains). We will show that polarization mismatches are very dependent from the interferometer design. We have built a numerical model predicting the alignment requirement for a given optical assembly and a nulling requirement.

For the whole study we used Jones formalism (see Azam and Bashara 1977). The electrical field is represented by a 2 component complex vector. It is to be noted that for the whole paper the sign convention for electrical field and the Fresnel equations are the one by Bennet (1994).

$$E = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \quad (1.4)$$

In a two beam interferometer the nulling achieved is then :

$$N = \left| \frac{E_1 + E_2}{2E_1} \right|^2 \quad (1.5)$$

2. Polarization effects

The aim of the present work is to determine the alignment requirement of a nulling interferometer, as a function of the nulling requirement and the optical setup design. To describe the misalignment of optics we use the conventions represented in figure 1. We suppose in the whole paper that the *entrance* beam of the interferometer is horizontal, and propagates along the $z > 0$ direction.

2.1. Effect of the θ rotation

A rotation around the vertical (y) axis has a quite simple effect (provided the impinging beam is horizontal) : It changes the incidence angle. Therefore the reflection or transmission complex coefficients vary. The Fresnel coefficient are function of the incidence angle. Thus the nulling contribution of such a rotation is linked to the Fresnel coefficient variation. It is proportional the square of the alignment error $d\theta^2$.

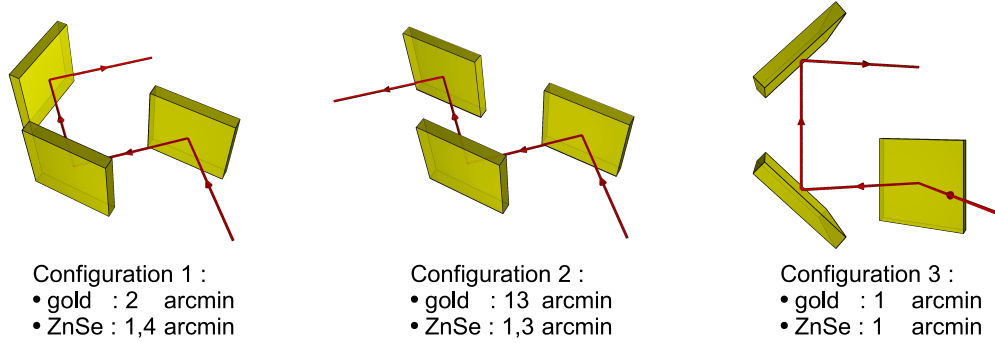


Figure 2. Alignment tolerance for 3 mirrors hypothetic interferometers. We have supposed that both arms of the interferometer are composed of mirrors arranged as shown. The tolerance are calculated for gold coating or bare znse mirrors, at $6\mu m$ (Palik 1985; Tropf 1995)

2.2. Effect of the φ rotation

The φ rotation is more difficult to express. It combines a variation of incidence and a polarization rotation. Around 45° of incidence the incidence variation induced by the φ rotation is of the second order. The major effect is then polarization rotation. For one mirror the polarization rotation is proportional to the φ rotation angle.

3. optical trains modeling

We want to study the effects of misalignment on polarization nulling contribution. Therefore we will suppose that at the output beams of the interferometer are perfectly aligned. That way we separate polarization nulling contribution and tilt nulling contribution.

To perform computations, we build polarization analysis numerical model based on a 3D extension of the Jones Formalism. This program was checked with the commercial simulation software ZEMAX. In simple cases it has been checked with analytical calculations.

4. Results

Most of the numerical result presented here were obtained with Monte-Carlo simulation. Thus the tolerances given are expressing a probability to obtain a certain nulling contribution. The here we give tolerances that ensure to have a 80% of a nulling contribution smaller than 10^{-6}

4.1. Tolerance variations with configurations

We have found that the misalignment tolerances are greatly dependent of the mirror configuration in the interferometer. We give the tolerances for 3 interferometer configurations figure 2, with the same total number of mirrors. The tolerance variation can be explained by the geometry. In the configuration 1 the polarization rotation introduced by the 2 first mirrors are compensated by the last mirror. In the two other configurations the last mirror worsen the polarization rotation.

We find that there are two kinds of setup : auto-compensating setups, and setups that add polarization rotations. The rule proposed by (Traub 1988) is good to find out if the setup is auto-compensating or not, at least in plane interferometer setups. In one arm the beam turns should go always in the same direction.

122

Chazelas et al

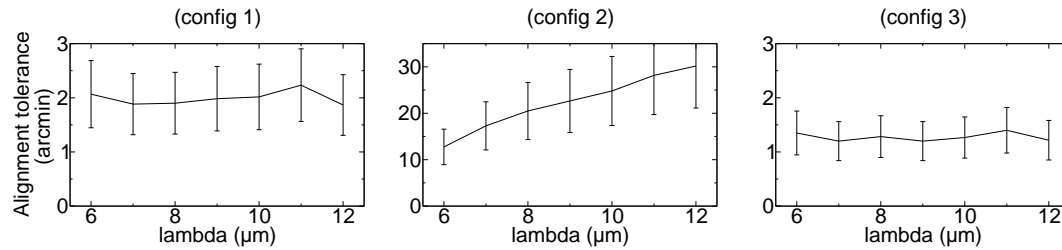


Figure 3. Alignment tolerance versus λ for gold coated mirrors and ZnSe dielectric plates (Palik 1985; Tropic 1995) for the configuration of figure 2

4.2. Materials

The material on which transmission or reflection occurs have an influence on the alignment tolerances see figure 2. The effect is more sensitive with auto-compensating designs.

4.3. Wavelength dependence

The Fresnel coefficients are function of the wavelength. Thus the polarization affect are partly wavelength dependant (see figure 3). This is however untrue for geometrical polarization effects. Only auto-compensating setups have tolerances that vary with wavelength.

5. Conclusion

In this poster we have shown the basic effects of misalignment on the polarization of the beams in a nulling interferometer and the variation of these effects with several parameters. The typical tolerance is around the arcminute for a nulling of 10^{-6} . For the rare autocompensating setups this tolerance can be relaxed of a factor 10.

Acknowledgements

Bruno Chazelas is grateful to *Alcatel Alenia Space* and *CNRS* for funding his grant. Frank Brachet is grateful to *Alcatel Alenia Space* and *CNRS* for funding his grant.

References

- R. M. A. Azam and N. M. Bashara. *Ellipsometry and Polarized Light*. North Holland Publishing Company, 1977.
- M. Bennet. *Handbook Of Optics*, chapter 5 *Polarization*, pages 5.1–5.30. McGraw-Hill, 1994.
- N. M. Elias, D. W. Draper, and M. C. Noecker. Polarization and planet-detecting nulling interferometers. In *Free-Space Laser Communications IV. Edited by Ricklin, Jennifer C.; Voelz, David G. Proceedings of the SPIE, Volume 5555, pp. 215-230 (2004).*, pages 215–230, November 2004. .
- Marc Ollivier. *Contribution à la recherche d'exoplanètes : Cornographie interférentielle pour la mission Darwin*. PhD thesis, University Paris XI, 1999.
- E.D. Palik. *Handbook of optical constants of Solids*. Academic Press, 1985.
- W. A. Traub. Polarization Effects in Stellar Interferometers. In F. Merkle, editor, *NOAO-ESO Conference on High-Resolution Imaging by Interferometry: Ground-Based Interferometry at Visible and Infrared Wavelengths.*, volume 29, page 1029, 1988.
- W. J. Tropic. Temperature-dependent refractive index models for BaF₂, CaF₂, MgF₂, SrF₂, LiF, NaF, KCl, ZnS, and ZnSe. *Optical Engineering*, 34:1369–1373, May 1995.

Liste de publications

Publication à comité de lecture

- B. Chazelas, F. Brachet, P. Bordé, B. Mennesson, M. Ollivier, O. Absil, A. Labeque, C. Valette et A. Leger. Instrumental stability requirements for exoplanet detection with a nulling interferometer : variability noise as a central issue.
Applied Optics, 45:984–992, 2006.
- B. Chazelas et M. Leger, A. and Ollivier. How to oxidize atmospheric CH_4 ? - a challenge for the future.
Science of The Total Environment, 352:292–294, 2006.
- A. Leger, F. Selsis, C. Sotin, T. Guillot, D. Despois, D. Mawet, M. Ollivier, A. Labeque, C. Valette, F. Brachet, B. Chazelas et H. Lammer. A new family of planets ? “Ocean-Planets”.
Icarus, 169:499–504, juin 2004.

Compte-rendu de colloques

- F. Brachet, A. Labeque, A. Leger, M. Ollivier, C. Lizambert, V. Hervier, B. Chazelas, B. Pellet, T. Lepine et C. Valette. Nulling interferometry for the Darwin Mission : polychromatic laboratory test bench. Dans W.A. Traub et W.A. Bellingham, éditeurs, *New Frontiers in Stellar Interferometry*, volume 5491, pages 991–+. SPIE, octobre 2004a.
- F. Brachet, A. Labeque, A. Leger, M. Ollivier, C. Lizambert, V. Hervier, B. Chazelas, B. Pellet, T. Lépine et C. Valette. Nulling interferometry for the Darwin mission : polychromatic laboratory test bench. Dans B. Warmbein, éditeur, *ESA SP-554 : 5th International Conference on Space Optics*, pages 237–242, juin 2004b.
- B. Chazelas, C. Valette, T. Lepine, M. Barillot, F. Brachet, S. Dervaux, F. Fressin, J. Gay, G. Gadret, A. Labeque, A. Leger, R. Launhardt, J. Mangin, D. Mawet, M. Ollivier, Y. Rabbia et E. Schmidt. Opto-thermo-mechanical numerical simulations of three different concepts of infrared achromatic phase shifters. Dans W.A. Traub et W.A. Bellingham, éditeurs, *New Frontiers in Stellar Interferometry*, volume 5491, pages 689–+. SPIE, octobre 2004.

- B. Chazelas, C. Valette, Y. Rabbia, F. Brachet, A. Labeque, Leger A. et Ollivier M. Study of the polarization effects in a nulling interferometer : Design consequences. Dans C. Aime et F. Vakili, éditeurs, *Direct Imaging of Exoplanets : Science and Techniques*, volume C200. IAU, 2005.
- A. Labeque, B. Chazelas, F. Brachet, C. Commeaux, P. Blache, A. Leger, M. Ollivier, T. Lepine et C. Valette. The Nulltimate project : building and testing, at low temperature achromatic phase shifters to prepare the Darwin mission. Dans W.A. Traub et W.A. Bellingham, éditeurs, *New Frontiers in Stellar Interferometry*, volume 5491, pages 999–+. SPIE, octobre 2004.

Résumé

L'interférométrie annulante est une technique d'observation qui devrait permettre aux missions spatiales DARWIN (Agence Spatiale Européenne) ou TPF-I (NASA), de détecter et de caractériser spectralement l'atmosphère de planètes extra-solaires de type tellurique et de trouver d'éventuelles bio-signatures.

Cette thèse est une étude théorique et expérimentale de cette technique. Après une présentation du contexte astrophysique justifiant l'utilisation de tels instruments, ce manuscrit se focalise sur le problème de l'obtention expérimentale des niveaux d'extinction interférométrique requis pour la détection de planètes ainsi que leur stabilisation (elle aussi indispensable à la détection de planètes).

Un banc interférométrique : NULLTIMATE a été conçu pour la caractérisation expérimentale de déphaseurs achromatiques, l'un des composants optiques central d'un interféromètre annulant. Cet interféromètre de laboratoire doit fonctionner dans la bande spectrale du futur instrument : $6 - 18 \mu m$. Il a été conçu pour fonctionner à basse température. Il devrait permettre de caractériser quatre types de déphaseurs achromatiques différents, à la fois en mesurant des niveaux d'extinction élevés (de l'ordre de 10^{-5}) et en mesurant le déphasage introduits par ces déphaseurs en fonction de la longueur d'onde. Ce banc pourra enfin être un bon laboratoire pour tester des techniques de stabilisation de l'extinction.

Abstract

Nulling interferometry is an observation technique that will enable space missions like DARWIN (European Space Agency) or TPF-I (NASA) to detect and to spectrally characterize the atmospheres of terrestrial extra-solar planets and to find possible bio-signatures.

This PhD is a theoretical and experimental study of this technique. After a presentation of the astrophysical context justifying the use of such instruments, this manuscript is focalized on the experimental difficulties to get the high levels of interferometric extinction required to detect planets and the way to stabilize such extinctions.

An interferometric test bench : NULLTIMATE has been designed to characterize achromatic phase shifters, one of the central parts of a nulling interferometer. This laboratory test bench will be used in the spectral range of the future instrument $6 - 18 \mu m$. It has been designed to work at cryogenic temperatures. It will be used to test four different phase shifters, with high extinction ratios (in the 10^{-5} range), and to measure their phase shift versus the wavelength. This bench will also enable to test extinction stabilization techniques.

